



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
POSGRADO DE INGENIERÍA, FACULTAD DE INGENIERÍA  
INSTITUTO DE INGENIERÍA  
ENERGÍA – PROCESO Y USO EFICIENTE DE LA ENERGÍA

SIMULACIÓN NUMÉRICA DE LA ENTROPÍA DEL FLUJO EN UN RECUPERADOR DE  
CALOR COMPACTO CON GEOMETRÍA COMPLEJA MEDIANTE UNA ECUACIÓN DE  
TRANSPORTE

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:  
ISAAC HERNÁNDEZ ARRIETA

TUTOR PRINCIPAL:  
DR. WILLIAM VICENTE Y RODRÍGUEZ,  
INSTITUTO DE INGENIERÍA, UNAM

COMITÉ TUTOR  
DR. JOSÉ LUIS FERNANDEZ ZAYAS,  
INSTITUTO NACIONAL DE ELECTRICIDAD Y ENERGÍAS LIMPIAS  
DR. OCTAVIO GARCÍA VALLADARES,  
INSTITUTO DE ENERGÍAS RENOVABLES, UNAM  
DRA. LUCÍA TELLEZ JURADO,  
ESIQIE, IPN  
DR. ROMÁN CABRERA SIERRA,  
ESIQIE, IPN

CIUDAD DE MÉXICO, SEPTIEMBRE, 2017



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**JURADO ASIGNADO:**

Presidente: DR. JOSÉ LUIS FERNANDEZ ZAYAS

Secretario: OCTAVIO GARCÍA VALLADARES

Vocal: DR. WILLIAM VICENTE Y RODRÍGUEZ

1er. Suplente: DRA. LUCÍA TELLEZ JURADO

2do. Suplente: ROMÁN CABRERA SIERRA

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Instituto de Ingeniería, UNAM

**FIRMA**

DR. WILLIAM VICENTE Y RODRÍGUEZ

-----  
**FIRMA**



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO



PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA

ENERGÍA – PROCESOS Y USO EFICIENTE DE LA ENERGÍA

FACULTAD DE INGENIERÍA

*"SIMULACIÓN NUMÉRICA DE LA ENTROPÍA DEL FLUJO EN UN RECUPERADOR DE CALOR COMPACTO CON GEOMETRÍA COMPLEJA MEDIANTE UNA ECUACIÓN DE TRANSPORTE"*

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTORADO EN INGENIERÍA

PRESENTA:

ISAAC HERNÁNDEZ ARRIETA

TUTOR:

DR. WILLIAM VICENTE Y RODRÍGUEZ



## Nomenclatura

$A_0$	Área superficial del tubo aletado [ $m^2$ ]
$b$	Longitud aguas arriba del dominio numérico [ $m$ ]
$Be$	Número de Bejan
$Br$	Número de Brinkman
$c$	Longitud aguas abajo del dominio numérico [ $m$ ]
$C_i$	Número de Columna de tubos aletados; donde $i = 1, \dots, 6$
$C_p$	Calor específico del aire a presión contante [ $J/kg \cdot K$ ]
$\overline{C_p}$	Calor específico medio [ $J/kg \cdot K$ ]
$d_e$	Diámetro exterior del tubo [ $m$ ]
$d_f$	Diámetro de la aleta [ $m$ ]
$d_i$	Diámetro interno del tubo [ $m$ ]
$e$	Espesor del dominio numérico [ $m$ ]

$\bar{g}$	Aceleración gravitacional [ $m/s^2$ ]
$h_f$	Altura de aleta [ $m$ ]
$h_s$	Altura de la aleta segmentada [ $m$ ]
$k$	Conductividad térmica del aire [ $W/m \cdot K$ ]
$L$	Longitud característica del dominio computacional [ $m$ ]
$\overline{Nu}$	Número de Nusselt promedio
$N_{s,a}$	Número de aumentación de generación de entropía
$P_0$	Presión a la salida [ $Pa$ ]
$P_f$	Paso de aletado [ $m$ ]
$\bar{P}$	Presión media [ $Pa$ ]
$Pr_t$	Número de Prandtl turbulento
$\dot{Q}_{tot}$	Calor total transferido [ $W$ ]

$q'''$	Flujo de calor por unidad de volumen [ $W/m^3$ ]
$R_i$	Número de fila d tubos aletados; donde $i = 1, \dots, 6$
$Re_d$	Número de Reynolds en base al diámetro
$S_D$	Paso lateral entre tubos [ $m$ ]
$S_L$	Paso entre columna de tubos [ $m$ ]
$S_T$	Paso entre fila de tubos [ $m$ ]
$\bar{s}$	Entropía Total [ $J/kg \cdot K$ ]
$\dot{s}_g$	Generación de entropía total [ $W/K$ ]
$\dot{s}_t$	Generación de entropía térmica total [ $W/K$ ]
$\bar{\dot{s}}_t$	Generación total de entropía térmica media [ $W/K$ ]
$\dot{s}'_t$	Generación total de entropía térmica turbulenta [ $W/K$ ]
$\langle \dot{s}_t \rangle$	Generación de entropía térmica promedio [ $W/K$ ]

$\dot{s}_{t_{max}}$	Generación máxima de entropía térmica [W/K]
$\dot{s}_v$	Generación de entropía viscosa total [W/K]
$\bar{\dot{s}}_v$	Generación total de entropía viscosa media [W/K]
$\dot{s}'_v$	Generación total de entropía viscosa turbulenta [W/K]
$\langle \dot{s}_v \rangle$	Generación de entropía viscosa promedio [W/K]
$\dot{s}_{v_{max}}$	Generación máxima de entropía viscosa [W/K]
$T$	Temperatura [K]
$T_0$	Temperatura de entrada [K]
$\bar{T}$	Temperatura media [K]
$t_f$	Espesor de aletado [m]
$t_i$	Temperatura del agua al interior de cada tubo; donde $i = 1, \dots, 9$ [K]
$T'$	Fluctuación de temperature [K]



$\bar{u}$	Velocidad media [ $m/s$ ]
$u'$	Fluctuación de velocidad [ $m/s$ ]
$V$	Volumen [ $m^3$ ]
$w$	Velocidad de entrada [ $m/s$ ]
$w_f$	Ancho de aleta segmentada [ $m$ ]
$x$	Dirección espacial [ $m$ ]
$y$	Dirección especial [ $m$ ]
$z$	Dirección preferencial del flujo [ $m$ ]

### **Símbolos griegos**

$\alpha$	Difusividad térmica [ $m^2/s$ ]
$\beta$	Ángulo de corte de la segmentación [ $^\circ$ ]
$\delta$	Escala de distancia [ $m$ ]

$\bar{\varepsilon}$	Tasa media de disipación [ $W/kg$ ]
$\eta$	Razón entre la generación de entropía y la potencia de bombeo
$\dot{\vartheta}$	Tasa de flujo volumétrico [ $m^3/s$ ]
$\kappa$	Energía cinética turbulenta [ $m^2/s^2$ ]
$\mu$	Viscosidad dinámica del aire [ $kg/m \cdot s$ ]
$\nu$	Viscosidad cinemática del aire [ $m^2/s$ ]
$\nu_t$	Viscosidad turbulenta [ $m^2/s$ ]
$\mathcal{O}$	Orden de magnitud
$\Delta P$	Caída de presión [ $Pa$ ]
$\Delta P_{tot}$	Caída de presión global [ $Pa$ ]
$\Delta T$	Diferencia de temperaturas [ $K$ ]
$\Delta T_{tot}$	Diferencia de temperature global [ $K$ ]
$\rho$	Densidad del aire [ $kg/m^3$ ]

$\bar{\rho}$  Densidad media del aire [ $kg/m^3$ ]

$\tau$  Escala de tiempo [s]

$\Delta u$  Diferencia de velocidades [m/s]

$\Delta U_\infty$  Diferencia de velocidad del campo [m/s]

## Superíndice

\* Cantidad adimensional

# INDICE

	Página
Nomenclatura .....	iv
Capítulo 1. Introducción y Estado del Arte .....	1
Capítulo 2. Descripción del caso 1 con resolución de ecuaciones algebraicas para la generación de entropía.....	5
2.1 Geometría del dominio de estudio.....	5
2.2 Dimensiones y regiones del dominio de estudio.....	9
2.3 Condiciones de frontera del dominio de estudio.....	9
2.4 Modelado numérico.....	10
2.4.1 Ecuaciones de gobierno.....	10
2.4.2 Mallado e implementación numérica.....	13
2.5 Análisis de resultados termo-hidráulicos.....	14
2.5.1 Validación del modelo numérico.....	15
2.5.2 Distribución de Presión.....	17
2.5.3 Distribución de Temperatura.....	19
2.5.4 Comportamiento del intercambio de calor.....	20
2.6 Análisis de Resultados de la generación local de entropía.....	21
Capítulo 3. Descripción del caso 2 con resolución de una ecuación de transporte para la entropía.....	36
3.1 Geometría del dominio de estudio .....	36
3.2 Dimensiones y regiones del dominio de estudio.....	37
3.3 Condiciones de frontera del dominio de estudio .....	38
3.4 Modelado numérico .....	39
3.4.1 Ecuaciones de gobierno.....	39

3.4.2 Mallado e implementación numérica.....	42
3.5 Análisis de resultados de transporte de entropía y su generación.....	43
3.5.1 Verificación del modelo numérico.....	44
3.5.2 Generación total de entropía y el transporte de entropía.....	45
Capítulo 4. Descripción del caso 2 con resolución de una ecuación de transporte para la entropía.....	48
Bibliografía.....	52
Nomenclatura .....	49

---

---

# Capítulo 1

## Introducción y Estado del arte

En décadas recientes, el uso racional de la energía ha incrementado la necesidad de desarrollar mejoras en el aprovechamiento de los recursos energéticos con la finalidad de maximizar su potencial y reducir los costos de operación. En el campo industrial, una gran cantidad de energía térmica que proviene de diversos procesos es liberada al ambiente mediante gases de combustión, los cuales poseen un potencial de calor que puede ser aprovechado para procesos como precalentamiento de fluidos en generadores de vapor. Para ello, existen equipos térmicos denominados recuperadores de calor compactos que, debido a su diseño, garantizan un ahorro energético [1]. Los recuperadores de calor compactos son diseñados tomando en cuenta las necesidades y condiciones operativas requeridas, lo cual influye en el tamaño, la forma, el peso, el tipo de fluido de trabajo y el régimen de flujo del dispositivo [2]. En función de un análisis termodinámico y de flujo de fluidos, el uso y el tipo de superficies extendidas (paso ( $P_f$ ), altura ( $h_s$ ) y espesor de aleta ( $t_f$ )), el patrón de arreglo de tubos (estratificado o en línea) y las condiciones de flujo (régimen laminar o turbulento) son los principales parámetros de diseño que significativamente están involucrados en el desempeño de estos dispositivos térmicos [3].

En relación con lo mencionado previamente, el uso de tubos con superficies extendidas (aletas) es principalmente utilizado en recuperadores de calor donde flujos en fase líquida y gaseosa están involucrados en el proceso de transferencia de calor. Por ejemplo, los tubos aletados helicoidales son empleados para compensar el inherente bajo coeficiente de transferencia de calor que posee un gas, incrementando el área superficial de intercambio de calor [4-7].

Los tubos aletados helicoidales más comunes son los planos y segmentados, también conocidos como espirales y serretados, respectivamente. Diversos investigadores [6-15] han desarrollado correlaciones para la caída de presión a través del cálculo del factor de fricción, y de coeficiente de transferencia de calor con el objetivo de demostrar las ventajas y desventajas que se presentan en ambos tipos de aletados en intercambiadores de calor compacto con configuraciones en línea y estratificados.

---

---

Los estudios experimentales más detallados de transferencia de calor y caída de presión para tubos aletados helicoidales llanos y segmentados en convección forzada fueron los realizados por Papa [11] y Kawaguchi *et al.* [12-15]. En [11] se obtuvo la distribución del coeficiente de calor, la velocidad local y el perfil de temperatura para ambos tipos aletados y se observó que la cantidad de calor transferido en el aletado llano era ligeramente mayor que en el caso segmentado, pero que el coeficiente de transferencia de calor para éste último fue más alto que para el primero.

De forma semejante, por medio del desarrollo de correlaciones en [12-15] se compararon la caída de presión, el coeficiente de transferencia de calor y la cantidad de calor transferido entre aletas planas y segmentadas variando el paso del aletado ( $P_f$ ) [12-13] y la altura de la aleta ( $h_s$ ) [14,15], donde el aletado segmentado exhibió un mayor coeficiente de transferencia de calor más alto y un ligero aumento en la caída de presión en comparación con el caso llano, todo esto asociado al efecto de la turbulencia. En contraste, la aleta llana mostró un ligero incremento en el valor de calor intercambiado respecto a la aleta segmentada debido a que posee una mayor área de contacto y un menor coeficiente de fricción.

Otros estudios relevantes sobre un arreglo estratificado de tubos aletados helicoidales segmentados fue llevado a cabo por Martínez *et al.* [16,17] quienes hicieron un análisis comparativo empleando correlaciones para la caída de presión y la transferencia de calor; demostraron que la correlación de Weierman para la caída de presión [8] y que la correlación Kawaguchi-Gnielinski's para el coeficiente de transferencia de calor [13,18] son las mejores para el diseño de intercambiadores de calor a nivel industrial.

Sin embargo, los estudios mencionados anteriormente fueron realizados desde el punto de vista de la primera ley de la termodinámica, la cual no contempla el efecto de las irreversibilidades de los procesos que, por un lado, disminuyen la efectividad y el desempeño del equipo térmico, y por el otro, representan pérdidas de energía disponible. Por tanto, algunos diseñadores en la parte térmica [19-22] han sugerido aplicar un análisis termodinámico de segunda ley ayudaría en la localización y la cuantificación de las principales fuentes de irreversibilidad asociadas a los fenómenos de transferencia de calor y de disipación viscosa a través de un estudio de generación de entropía. El conocimiento sobre la entropía y su producción permitiría establecer nuevas mejoras para reducir las pérdidas de energía útil en intercambiadores de calor compactos.

---

---

Debido a que el estudio de la generación de entropía no es posible llevarlo a cabo de forma experimental, por consiguiente, éste puede realizarse de forma analítica y numérica empleando a la CFD como herramienta fundamental para obtener resultados acordes con el cálculo de variables como presión, velocidad y temperatura.

Los primeros estudios CFD sobre el fenómeno de generación de entropía en intercambiadores de calor compactos fueron aplicados sobre geometrías sencillas y en flujos en régimen laminar con la finalidad de obtener las contribuciones de la transferencia de calor y de la disipación viscosa en la producción de entropía e información sobre el arreglo óptimo que la disminuya, empleando expresiones post-proceso [23-26].

Por otro lado, el régimen de flujo tiene un importante efecto en el incremento de las irreversibilidades y por consiguiente en la generación de entropía. La presencia de la turbulencia causa que la parte térmica y la viscosa de la producción de entropía se dividan cada una de ellas en valores medios y turbulentos lo que ocasiona un aumento en la complejidad del estudio. A pesar de que algunos investigadores [27,28] han desarrollado correlaciones y expresiones analíticas para un cálculo global de la generación de entropía en flujos turbulentos sobre geometrías sencillas, es necesario un análisis detallado que incluya el desarrollo y solución de las ecuaciones generales de la dinámica de fluidos y de expresiones algebraicas que describan el comportamiento turbulento local de cada parte que compone a la generación de entropía.

Considerando lo anterior, Adeyinka y Naterer [29] definieron de forma general la ecuación de transporte de entropía y propusieron una serie de cierres para los términos térmicos y viscosos medios y fluctuantes de la parte de generación de entropía para ser estimados. En tanto, Herwig y Kock [30] implementaron un análisis integral con base en la CFD usando las metodologías RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) y volúmenes finitos para un flujo en una tubería con un turbulador interior. Propusieron las expresiones para la producción de entropía térmica y viscosa empleando el modelo  $\kappa$ - $\epsilon$  y concluyeron que el estudio numérico es más preciso que el global porque en este último, el término de difusividad turbulenta es generalmente despreciado.

Acorde a lo presentado por Herwig y Kock [30] en el mismo sentido, Simo Tala *et al.* [31] realizó un estudio CFD usando también las metodologías de volúmenes finitos y RANS, con la finalidad de encontrar los efectos de la elipticidad (excentricidad) de un tubo en la generación de entropía en un flujo cruzado a través de un intercambiador de calor de tubo y placa aplicando el modelo  $\kappa$ - $\omega$  sst. Presentaron perfiles y gráficos de las generaciones totales de entropía térmica y viscosa en la dirección principal del flujo, localizando las zonas de mayor producción de éstas. También, demostraron que la reducción en la elipticidad de los tubos implican un decremento en la producción de entropía y un incremento en el desempeño termo-hidráulico.



---

Hasta ahora, en literatura abierta, un análisis de segunda ley basado en el estudio de la generación de entropía local en un flujo a través de un arreglo de tubos aletados helicoidales no ha sido reportado. Así también, aunque algunas investigaciones sobre generación de entropía han sido desarrollados para arreglos de placa y tubo elíptico (Simo Tala *et al.* [31]), aún no se ha resuelto una ecuación de transporte para la entropía como propiedad en estudio. Por tanto, la propuesta del presente tema de tesis es la implementación de un análisis numérico para dos tipos de intercambiador de calor con geometrías complejas. El primero es el caso de un banco de tubos aletados helicoidalmente con dos tipos de geometría (llanos y segmentados) y el segundo es el caso de un arreglo de placa y tubos elípticos.

Para el caso 1, el estudio consistirá en el cálculo y comparación en la producción de entropía con el objetivo de evaluar el desempeño entre arreglos de tubos aletados helicoidales llanos y segmentados. Las configuraciones y condiciones de operación para este apartado fueron tomadas de Papa [11] y Martínez *et al.* [32]. Es importante señalar que los estudios termo-hidráulicos como [16, 17, 32] fueron enfocados solamente para el arreglo de aletado segmentado, no incluyendo al arreglo con aletado llano, y ningún estudio de generación de entropía para ambas configuraciones has sido desarrollado. Así también cabe señalar que los resultados obtenidos fueron validados por medio de correlaciones semi-empíricas obtenidas por [8] e incluso usadas y recomendadas por [16, 17].

En tanto que, para el caso 2, se implementará y se resolverá una ecuación de transporte para la entropía con la finalidad de determinar el comportamiento de ésta a lo largo del dominio de estudio, y se utilizarán la configuración y las condiciones de operación propuestas por Simo Tala *et al.* [31] en donde el análisis se limitó a la generación de entropía a través de los términos fuentes de la ecuación de transporte, sin aplicar a ésta en su totalidad. En este caso, los resultados de generación de entropía fueron verificados con los publicados en [31].

---

---

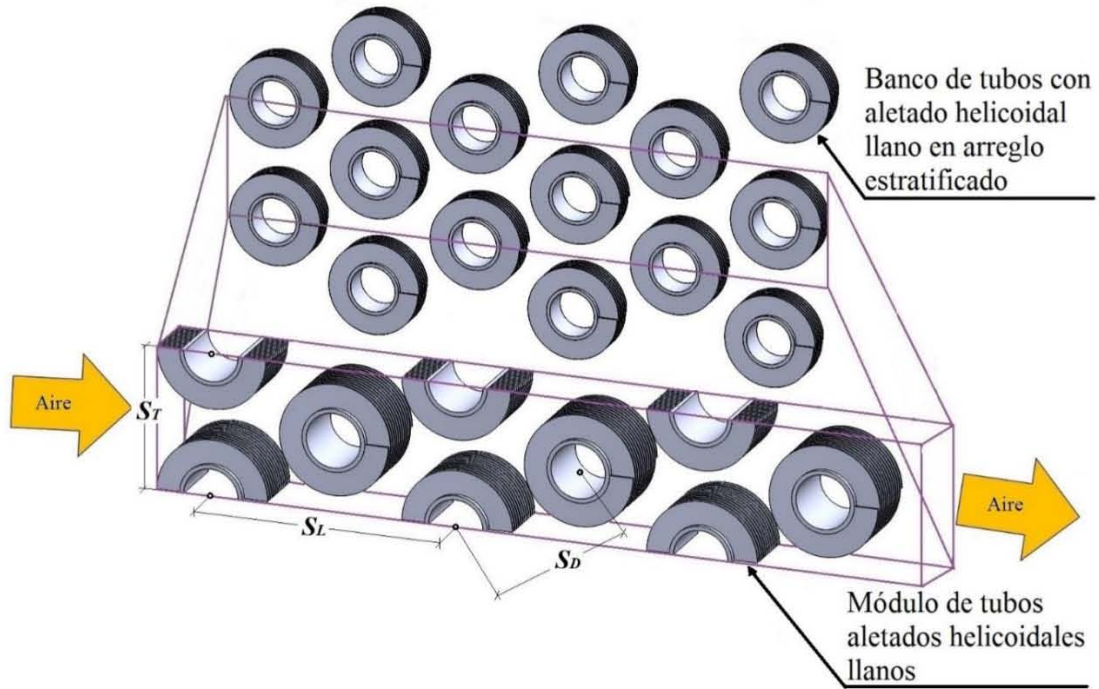
# Capítulo 2

## Descripción del caso 1 con resolución de ecuaciones algebraicas para la generación de entropía

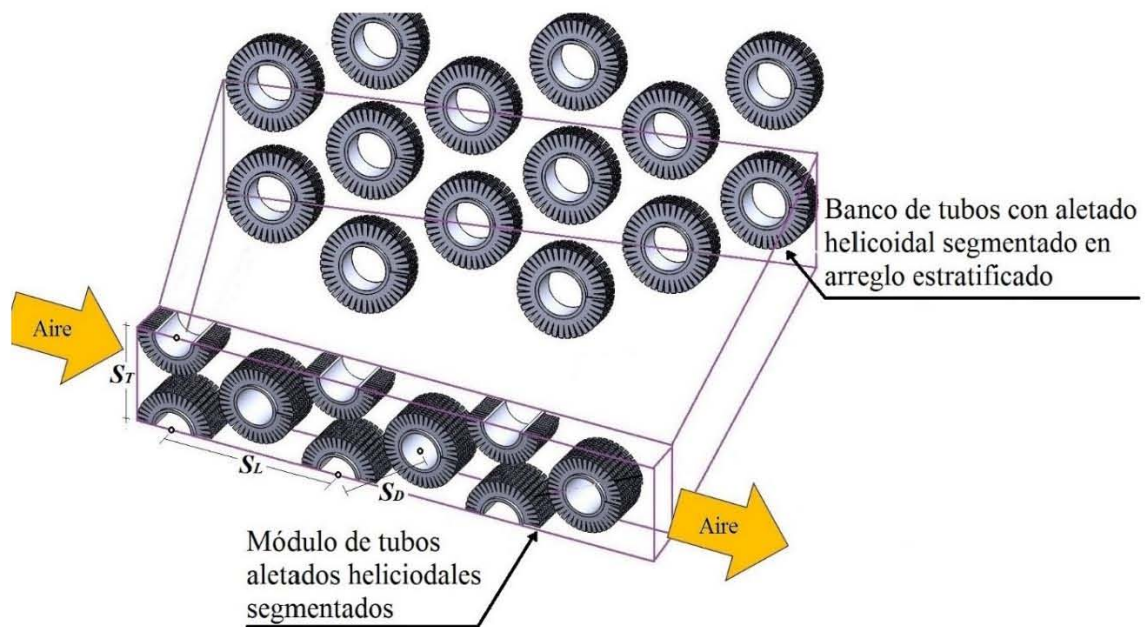
En este capítulo se abordará el estudio de termo-hidráulico y de generación de entropía, para el caso de intercambiadores de calor con tubos aletados helicoidales bajo dos tipos de geometría, en este caso una llana y una segmentada. Primeramente, se describirán los principales parámetros geométricos de diseño, las dimensiones y condiciones de frontera empleadas para ambas configuraciones. Posteriormente, se mostrarán las ecuaciones de gobierno de la mecánica de fluidos empleadas para el estudio termo-hidráulico y las expresiones para el cálculo de la generación de entropía para cada uno de los modelos RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) analizados. Finalmente, se presentaran el análisis de los resultados obtenidos y su discusión.

### 2.1 Geometría del dominio.

Esta investigación se enfocada en dos intercambiadores de calor de tubos aletados helicoidales, cada uno con diferente geometría de aleta. A nivel industrial ambos consisten en un banco de tubos con varias filas y columnas de tubos aletados en una configuración estratificada, por lo que la simulación entera de los dispositivos térmicos sería inviable por su alto costo computacional. Por tanto, diversos investigadores [31-36] han sugerido la elección de una pequeña parte del intercambiador como dominio de análisis justificando su precisión con la correcta implementación de condiciones de frontera periódicas y simétricas que representen de forma adecuada el fenómeno físico.



(a)



(b)

Figura 1. Módulo de tubos aletados: (a) segmentado y (b) llano.

Por consiguiente, el dominio para ambos intercambiadores de calor está definido como un módulo repetitivo y representativo, el cual consiste en 3 filas y 6 columnas de tubos aletados en arreglo estratificado como se muestra en la figura 1.

Tabla 1. Distancias entre filas y columnas para ambos arreglos.

Parametros	Longitud (m)
$S_T$	0.11430
$S_L$	0.19812
$S_D$	0.11436

En la tabla 1 se muestran las distancias entre filas y columnas para ambas configuraciones acorde con las dimensiones estándar para intercambiadores de calor.

Tabla 2. Propiedades del fluido de trabajo para ambas configuraciones.

Propiedades del fluido	
$\rho$ ( $kg/m^3$ )	1.0826
$\nu$ ( $m^2/s$ )	$1.1E^{-05}$
$C_p$ ( $J/kg \cdot K$ )	1000
$\kappa$ ( $W/m \cdot K$ )	$2.58E^{-02}$

Un flujo de aire caliente pasa a través de ellos y en la tabla 2 se muestran las propiedades físicas del fluido de trabajo. Debido a que los fenómenos de transferencia de calor y de caída de presión son más representativos en la fase gaseosa, el modelado numérico es aplicado en los alrededores de los tubos aletados. Para mayores detalles experimentales y numéricos sobre el dominio véase [16, 17, 32].

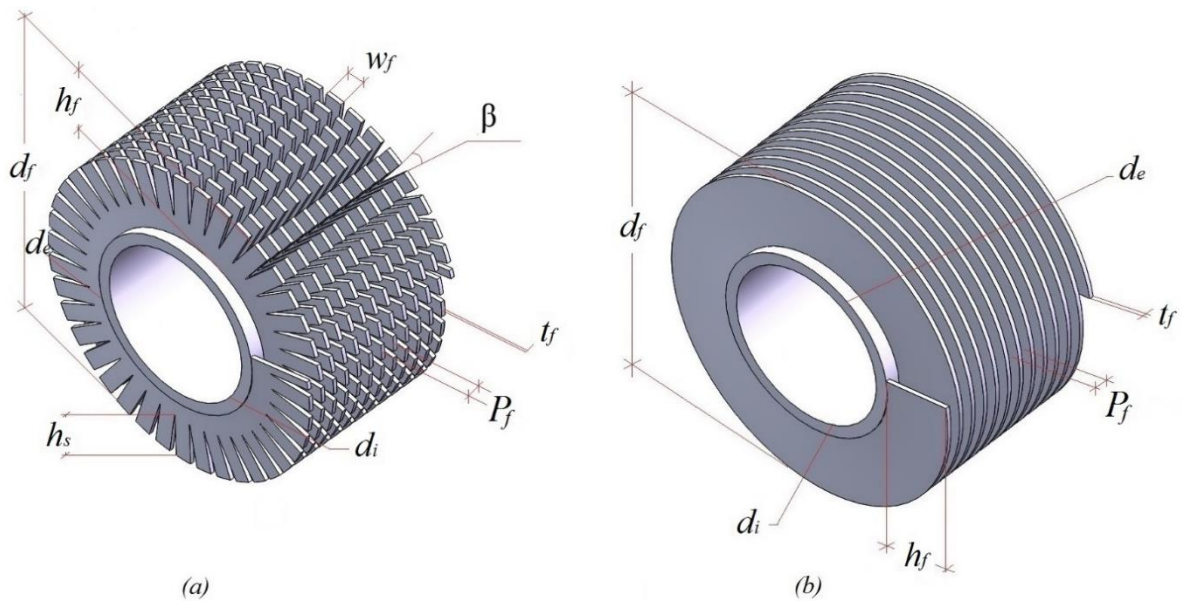


Figura 2. Tipos de tubos aletados para su estudio: (a) segmentado, (b) llano

Cada arreglo, como se mencionó anteriormente, posee una geometría distinta en el aletado. En la figura 2 se muestran los dos tipos de aletados empleados en este estudio, el segmentado (a) y el llano (b).

Tabla 3. Parámetros de diseño para ambos tipos de aletas.

Tipo de aleta	Segmentada	Llana
Parámetro	Longitud (m)	Longitud (m)
$d_f$	0.08890	0.08890
$d_i$	0.04400	0.04400
$d_e$	0.05080	0.05080
$P_f$	0.00424	0.00424
$h_f$	0.01905	0.01905
$h_s$	0.01275	--
$t_f$	0.00120	0.00120
$w_f$	0.00500	--
$\beta$	9 (°)	--

El efecto del tipo de aletado helicoidal sobre las características termo-hidráulicas y la generación de entropía es estudiado manteniendo constantes los parámetros de diseño para cada una de las aletas que se muestran en la tabla 3.

## 2.2 Dimensiones y regiones del dominio de estudio.

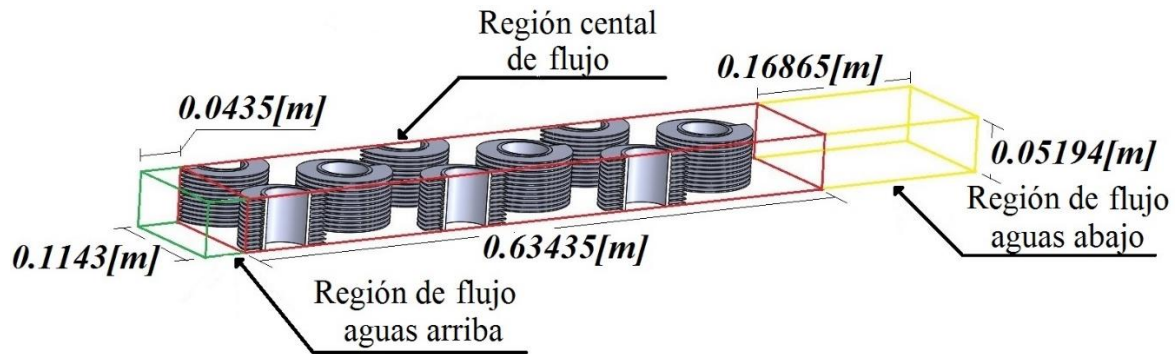


Figura 3. Dimensiones y regiones del dominio de estudio para tubos aletados llanos y segmentados.

Para ambos arreglos, cada dominio computacional está compuesto de tres regiones como se muestra en la figura 3. La primera región denominada “aguas arriba” tiene la finalidad de asegurar que el flujo está completamente desarrollado antes de interactuar con la primera columna de tubos aletados. La segunda región designada como “central” que comprende el módulo entero de tubos aletados. La tercera región es nombrada como “aguas abajo” la cual ayuda a evitar las inestabilidades numéricas asociadas a un posible efecto de contraflujo. Las distancias de cada región están determinadas por un análisis de independencia de distancias. También, en la figura 3 se muestran las dimensiones finales del dominio computacional del caso con aleta llana, que serían las mismas para el caso de la aleta segmentada.

## 2.3 Condiciones de frontera del dominio de estudio.

Como se mencionó en párrafos anteriores, por el exterior de ambos bancos de tubos aletados se hace pasar un flujo de aire, mientras que en el interior de los tubos fluye agua en flujo cruzado. Las condiciones de entrada y salida para el aire, así como las temperaturas del agua en cada tubo obtenidas por la diferencia de temperatura media logarítmica (LMTD) se presentan en la tabla 4 y figura 4. Cabe señalar que las condiciones de conjugado de calor y no deslizamiento son aplicadas sobre los sólidos (tubos y aletas). En las fronteras laterales y planos de simetría, se aplican condiciones periódicas y simétricas, respectivamente.

Tabla 4. Propiedades del fluido de trabajo y condiciones de frontera para ambos arreglos.

Condiciones de entrada para el aire		Condiciones de salida para el aire		Condiciones para cada tubo con agua (LMTD)	
w (m/s)	1.5116	P <sub>0</sub> (kPa)	101	t <sub>1</sub> , t <sub>2</sub> (K)	304.8
T <sub>0</sub> (K)	333			t <sub>3</sub> , t <sub>4</sub> , t <sub>5</sub> (K)	302.0
Re <sub>d</sub> (-)	9652			t <sub>6</sub> , t <sub>7</sub> , t <sub>8</sub> (K)	299.8
				t <sub>9</sub> (K)	298.0

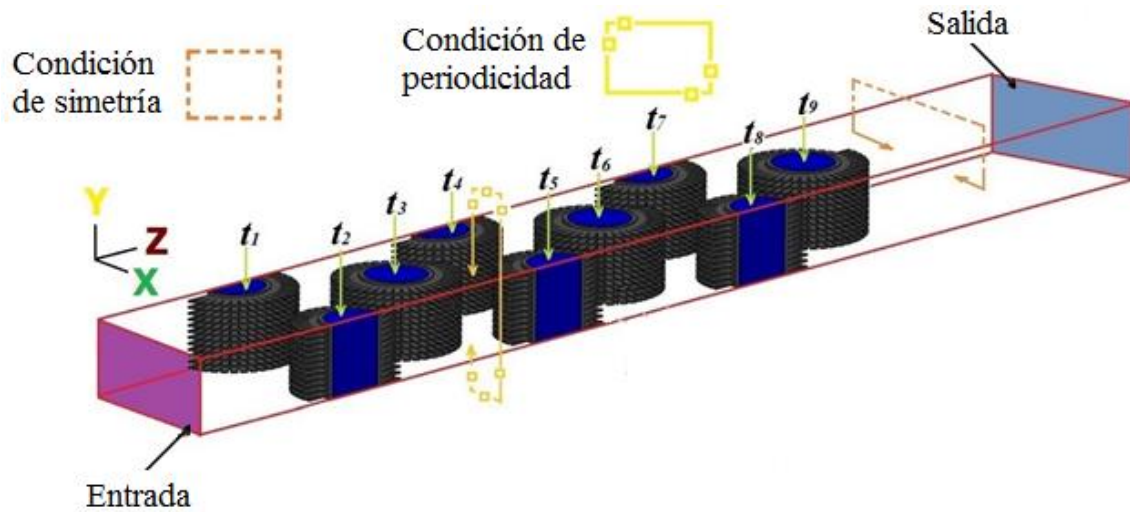


Figura 4. Condiciones de Frontera para ambos arreglos.

## 2.4 Modelado numérico

El fluido de trabajo es considerado en tres dimensiones, incompresible, en estado estacionario y en régimen turbulento. El tubo y la aleta están hechos de acero al carbono con una conductividad de 48.47 (W/mK). El dominio es discretizado usando el método de volúmenes finitos. Para representar la complejidad geométrica en ambos tipos de aleta, se implementan una malla cartesiana escalonada y el método cut-cell [37].

### 2.4.1 Ecuaciones de gobierno

Para describir las características del flujo de fluido sobre el dominio, es necesario resolver las siguientes ecuaciones de gobierno en coordenadas cartesianas para flujo incompresible:

Continuidad:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad . \quad (1)$$

Cantidad de movimiento lineal:

$$\bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}_k \bar{u}_j}{\partial x_k} + \bar{\rho} \frac{\partial u'_k u'_j}{\partial x_k} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_k} + \bar{\rho} g_k + \mu \left( \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial x_i^2} \right) \quad . \quad (2)$$

Energía:

$$\bar{\rho} \bar{C}_p \frac{\partial \bar{u}_j \bar{T}}{\partial x_j} + \bar{\rho} \bar{C}_p \frac{\partial u'_j T'}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} \mu \left\{ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} \quad . \quad (3)$$

Para considerar la presencia de la turbulencia en el flujo, los modelos de turbulencia, RGN  $\kappa$ - $\epsilon$ ,  $\kappa$ - $\omega$  estándar y  $\kappa$ - $\epsilon$  2L (dos capas) de la metodología RANS son probados para evaluar las características termo-hidráulicas en cada uno de ellos. La elección del modelo RGN  $\kappa$ - $\epsilon$  desarrollado por Yakhot y Orzag [38] es debido a que se puede emplear en flujos que presentan regiones con altos y bajos número de Reynolds tomando en consideración el efecto de giro [39,40]. En el caso de  $\kappa$ - $\omega$  estándar, creado por Wilcox [41] es seleccionado debido a que es aplicable a flujos que presenta gradientes adversos y altos valores de esfuerzos cortantes, es estable y reduce el costo computacional. Finalmente, el modelo  $\kappa$ - $\epsilon$  2L desarrollado por Rodi [42] es considerado para usarse en flujos completamente desarrollados pues emplea un modelo  $\kappa$ - $\epsilon$  para altos Re lejos de las paredes, mientras cerca de las paredes, el efecto de la capa viscosa es resuelto con un modelo de una ecuación que involucra una longitud de escala prescripta.

Por otra parte, la producción de entropía es modelada usando la aproximación propuesta por [29, 30] por lo cual, los términos constitutivos de la entropía generada están relacionados con los gradientes locales de los campos de velocidad y temperatura. Como fue indicado anteriormente, la entropía generada local total está compuesta por términos viscosos y térmicos de la siguiente forma:

$$\dot{s}_g = \dot{s}_t + \dot{s}_v \quad . \quad (4)$$

Debido a la turbulencia, cada uno de estos términos es separado en un valor medio y un valor turbulento. Por lo tanto, la expresión general para la producción de entropía quedaría:

$$\dot{s}_g = \bar{\dot{s}}_t + \dot{s}'_t + \bar{\dot{s}}_v + \dot{s}'_v \quad . \quad (5)$$

En forma general, cada término de la ecuación (5) son denotadas por las expresiones (6) - (9).

Generación de entropía térmica media [29]:

$$\bar{\dot{s}}_t = \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] \quad . \quad (6)$$



Generación de entropía térmica turbulenta [29]:

$$\dot{s}'_t = \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial T'}{\partial x_i} \right)^2 \right] . \quad (7)$$

Generación de entropía viscosa media [29]:

$$\bar{s}_v = \frac{\mu}{\bar{T}} \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] . \quad (8)$$

Generación de entropía viscos turbulenta [29]:

$$\dot{s}'_v = \frac{\mu}{\bar{T}} \left[ \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] . \quad (9)$$

Acorde con el modelo de turbulencia RANS empleado, las ecuaciones arriba mencionadas presentan ligeras variaciones entre ellas porque cada modelo posee sus propias variables y coeficientes. En este estudio para los tres tipos de modelos de turbulencia (RGN  $\kappa$ - $\epsilon$ ,  $\kappa$ - $\omega$  estándar y  $\kappa$ - $\epsilon$  2L) las expresiones (6)-(8) en forma general son descritas por las ecuaciones (10)-(12):

Generación de entropía térmica media [29]:

$$\bar{s}_t = \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] . \quad (10)$$

Generación de entropía térmica turbulenta [29]:

$$\dot{s}'_t = \frac{k\nu_t}{\alpha Pr_t \bar{T}^2} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 . \quad (11)$$

Generación de entropía viscosa media [29]:

$$\bar{s}_v = \frac{\mu}{\bar{T}} \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] . \quad (12)$$

Mientras que la ecuación (9) muestra diferencias importantes atribuidas principalmente a coeficientes propios de cada modelo. Por consiguiente, el término para la producción de entropía viscosa turbulenta en los modelos  $\kappa$ - $\epsilon$  (RGN y 2L) y el  $\kappa$ - $\omega$  estándar se expresan:

Generación de entropía viscosa turbulenta (RGN  $\kappa$ - $\varepsilon$  y  $\kappa$ - $\varepsilon$  2L) [29]:

$$\dot{s}'_v = \frac{\rho \bar{\varepsilon}}{\bar{T}} \quad . \quad (13)$$

Generación de entropía viscosa turbulenta ( $\kappa$ - $\omega$  estándar) [29]:

$$\dot{s}'_v = \frac{\rho C \kappa \bar{\omega}}{\bar{T}} \quad . \quad (14)$$

Donde  $C=0.09$  para altos números de  $Re$  y flujo incompresible. Con el objetivo de calcular la distribución local de entropía generada, las ecuaciones (10)-(14) están codificadas en lenguaje fortran para ser resueltas por un software CFD llamado PHOENICS [43].

#### 2.4.2 Mallado e implementación numérica.

Para la solución numérica de las ecuaciones de gobierno y las de generación de entropía, el dominio de estudio es discretizado empleando el método de volúmenes finitos generando una malla decalada no uniforme sobre el dominio y utilizando como herramienta computacional el código CDF PHOENICS [43]. Las ecuaciones de conservación que modelan la evolución del flujo y el fenómeno de transferencia de calor se resuelven a través de métodos iterativos. Así también, el acoplamiento presión-velocidad es resuelto aplicando el algoritmo SIMPLE [44-46]. No obstante, la fiabilidad de los resultados está fuertemente ligada al modelo numérico, por tanto, un especial cuidado se debe considerar en la elección del esquema numérico de solución. De hecho, con el propósito de obtener mejores predicciones en el flujo y la transferencia de calor se hace uso de un esquema de upwind no lineal de segundo orden (Van Leer or MUSCL) [47] para el término convectivo.

Tabla 5. Estudio de independencia de malla para la configuración de aleta llana usando el modelo  $\kappa$ - $\varepsilon$  2L.

Datos				Desviación		
Malla	No. Celdas	$\Delta P_{tot}$ (kPa)	$\Delta T_{tot}$ (K)	Malla vs Malla	$\Delta P_{tot}$ (%)	$\Delta T_{tot}$ (%)
1	2 250 000	52.23	30.04	1 vs 2	23.66	23.27
2	4 500 000	39.87	23.05	2 vs 3	1.73	1.38
3	7 056 000	39.32	22.73			

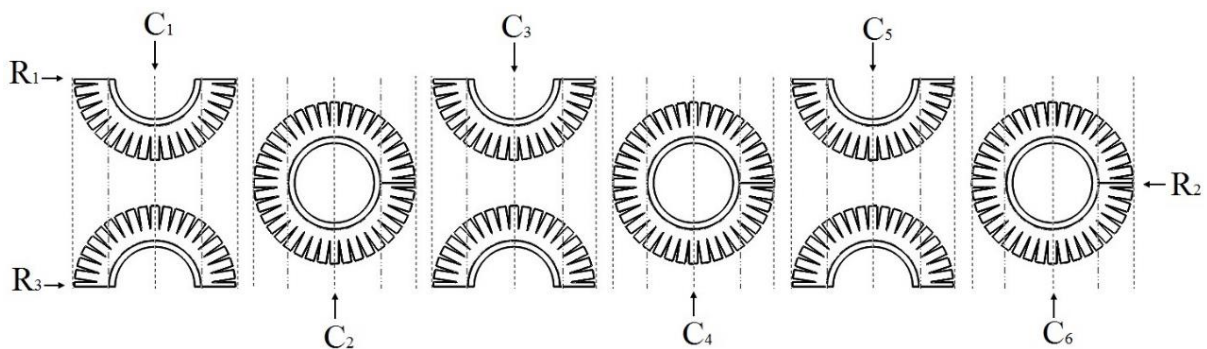
El análisis del flujo en intercambiadores de calor con tubos aletados es complejo y está sujeto a fuertes variaciones muy cerca de las paredes a causa del desarrollo de la capa límite sobre las aletas y en las uniones de las aletas con los tubos, por ello una malla con 7, 056,000 de celdas es generada sobre el dominio para la descripción correcta del comportamiento del flujo en las regiones cercanas a los sólidos, donde los cambios en las variables de estudio son significativos. Para justificar la cantidad de celdas del mallado ya mencionado, es necesario un estudio de independencia de malla basado en las diferencias totales de presión ( $\Delta P$ ) y de temperatura ( $\Delta T$ ).

Por consiguiente, se probaron mallas con 2 250 000, 4 500 000 y 7 056 000, y como se puede observar en la tabla 5 los últimos mallados exhibieron una desviación de 1.73% para  $\Delta P$  y 1.38% para  $\Delta T$ . Por tanto, la malla más fina es utilizada para los cálculos finales. Los valores mostrados en la tabla 5 pertenecen a la configuración de tubos aletados llanos para el modelo  $\kappa\text{-}\epsilon$  2L. Muy similares datos fueron obtenidos para los otros modelos (RGN  $\kappa\text{-}\epsilon$  y  $\kappa\text{-}\omega$  estándar) y también para el caso de la configuración de tubos aletados segmentados.

## 2.5 Análisis de resultados termo-hidráulicos.

En esta sección, la primera parte trata sobre la validación del modelo numérico propuesto por medio de un análisis comparativo entre valores totales de presión y temperatura, obtenidos vía numérica por cada modelo de turbulencia, y los datos calculados usando las correlaciones propuestas por [7], las cuales han sido ampliamente validadas por diversos investigadores y que son recomendadas por [16,17, 32]. La aplicación de esta metodología de estudio es, por un lado, debido a que cada término de generación de entropía está fuertemente relacionado con los fenómenos térmicos e hidrodinámicos, y por otro lado, porque no hay datos numéricos reportados en la literatura abierta acerca de la producción de entropía para estos tipos de arreglos de tubos aletados. A pesar de esto, el modelo propuesto en este estudio fue previamente probado y comparado con los resultados locales de generación de entropía térmica y viscosa descritos en [31] presentando una precisión del 99.88% con éstos. Los resultados obtenidos en el modelado numérico desarrollado son analizados empleando la información de la Figura 5. En ésta se muestra la distribución de columnas y filas de los tubos aletados para ambos arreglos sobre el dominio de estudio, donde las columnas están definidas por C1, C2,... y las filas por R1, R2,... Las líneas punteadas muestran el borde delantero, la parte media, y el borde trasero de las aletas así como la parte frontal y posterior de los tubos para cada columna, con la finalidad de distinguir tres importantes zonas ( I, II y III) las cuales serán utilizadas en el análisis e interpretación de resultados para todas las gráficas y figuras.

Finalmente, cabe señalar que los valores del análisis numérico y la información descrita en éste, son calculados en la zona central del dominio y en dirección principal del flujo. Así también, serán presentados de forma gráfica y en tablas de forma normalizada mostrando los factores de normalización para cada una de ellas.



(a)

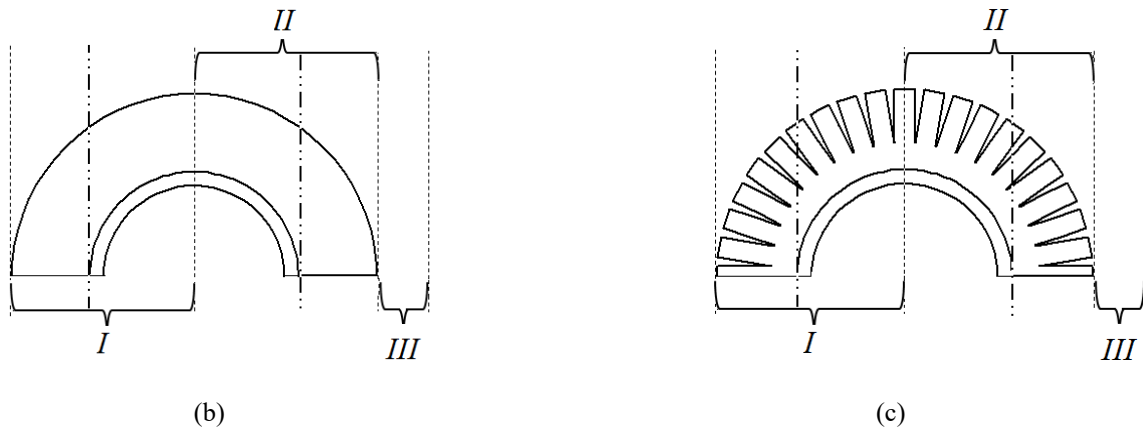


Figura 5. Distribución de columnas y filas de tubos aletados: (a); Zonas para análisis numérico, (b) aleta llana (c) aleta segmentada: I es la zona frontal; II es la zona posterior y III es la zona entre columna y columna de tubos. Las líneas punteadas - - - - indican el borde delantero, la parte media y el borde trasero de las aletas; La parte frontal y posterior de los tubos está delimitada por la línea punteada - · - · - · -

### 2.5.1 Validación del modelo numérico.

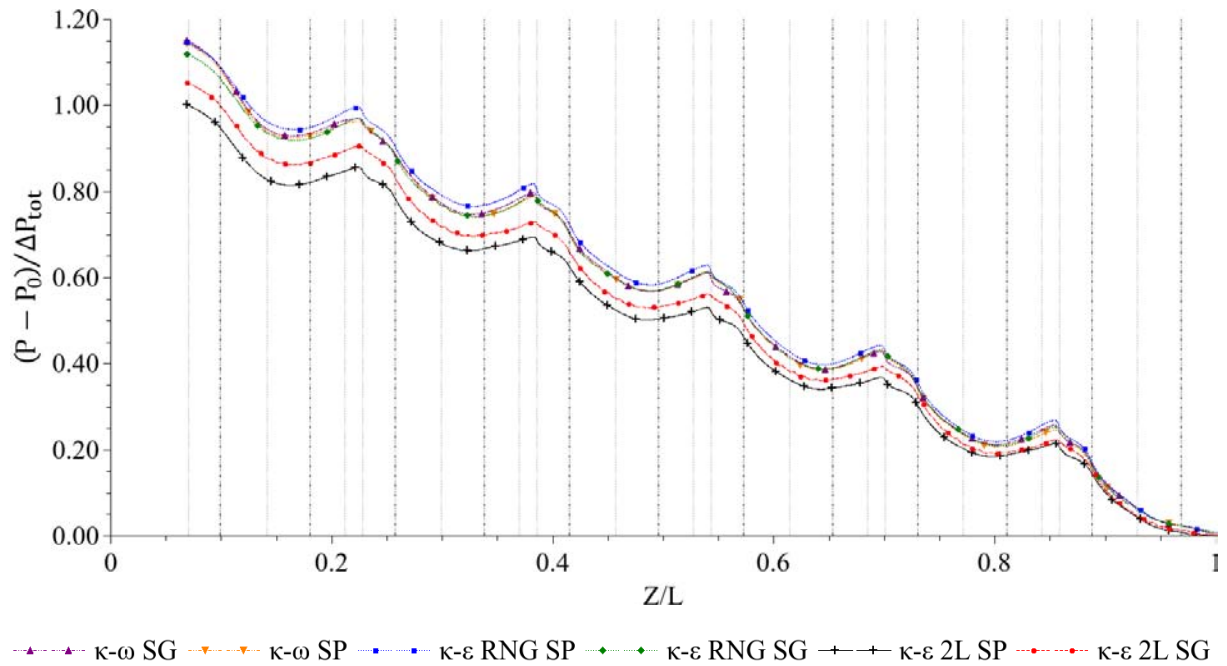


Figura 6. Distribución de presión en la región central para ambas configuraciones de aleta y para cada modelo de turbulencia empleado.

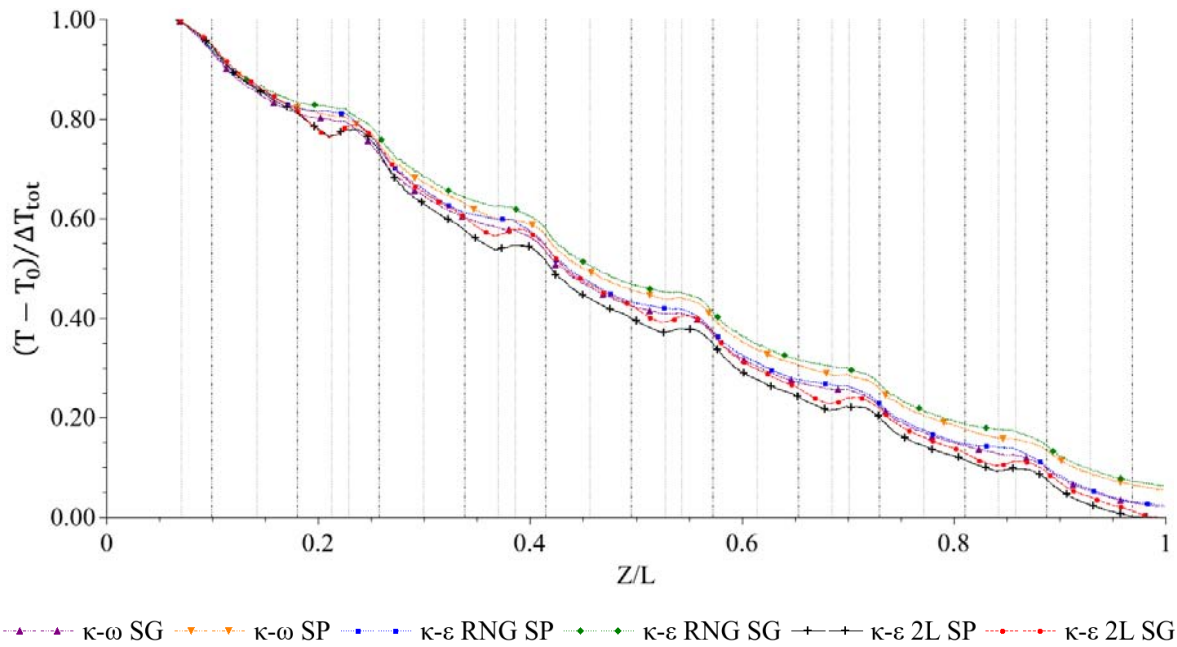


Figura 7. Distribución de temperaturas en la zona central para ambas configuraciones de aleta y para cada modelo de turbulencia empleado.

Las figuras 6 y 7 muestran la distribución de presiones y temperaturas en la región central del dominio numérico. En la parte inferior de cada figura, los marcadores indican el modelo de turbulencia y el tipo de aletado al que representan. Las siglas SL y SG representan la geometría llana y segmentada de la aleta, respectivamente.

Tabla 6. Comparación entre datos de correlaciones and numéricos para ambos tipos de bancos de tubos aletados.

Configuración	Datos (kPa , K)				Desviación (%)			
	Aleta llana		Aleta segmentada		Aleta llana		Aleta segmentada	
Parametro	$\Delta P$	$\Delta T$	$\Delta P$	$\Delta T$	$\Delta P$	$\Delta T$	$\Delta P$	$\Delta T$
$\kappa$ - $\omega$ estándar	44.87	22.28	44.65	21.50	15.14	16.67	3.5	9.13
RGN $\kappa$ - $\epsilon$	45.01	22.27	43.89	21.42	15.49	16.62	5.14	8.74
$\kappa$ - $\epsilon$ -2L	39.32	22.73	41.30	22.49	0.90	19.01	10.73	14.15
Correlaciones [8]	38.97	19.10	46.27	19.70	-	-	-	-

La tabla 6 exhibe los valores en el cambio de presión y de temperatura para ambos arreglos obtenidos numéricamente para cada modelo de turbulencia seleccionado y los valores calculados a través de las correlaciones [7]. Se puede observar que la desviación en  $\Delta P$  y  $\Delta T$  fue alrededor de entre un 10% y un 20%, respectivamente. Tales imprecisiones podrían estar relacionados a los modelos de turbulencia y asociados a una sobreestimación existente en la correlación de coeficiente de fricción [7] y a una desestimación en la correspondiente a la transferencia de calor, como fue mencionado por [16] quienes consideran que es el mejor escenario para el diseño de intercambiadores de calor compactos.

Además, en la tabla 6 y en las figuras 6 y 7 también se muestra que para el modelo  $\kappa\omega$  estándar los datos de  $\Delta P$  y  $\Delta T$  son muy similares para ambas configuraciones, mientras que para el modelo RGN  $\kappa\epsilon$  éstos valores son más altos para tubos aletados llanos. En cambio, en el modelo  $\kappa\epsilon$ -2L el comportamiento es el opuesto a los modelos ya antes mencionados. Finalmente, considerando la información reportada en [7] donde se menciona que para el arreglo segmentado la caída en los valores  $\Delta P$  es mucho mayor que en la configuración llana, el modelo  $\kappa\epsilon$ -2L representa mejor el fenómeno con mayor precisión que los modelos  $\kappa\omega$  estándar y RGN  $\kappa\epsilon$ . Por tanto, en las subsecuentes secciones, el análisis se enfocará en los datos calculados por medio del modelo  $\kappa\epsilon$ -2L.

### 2.5.2 Distribución de Presión.

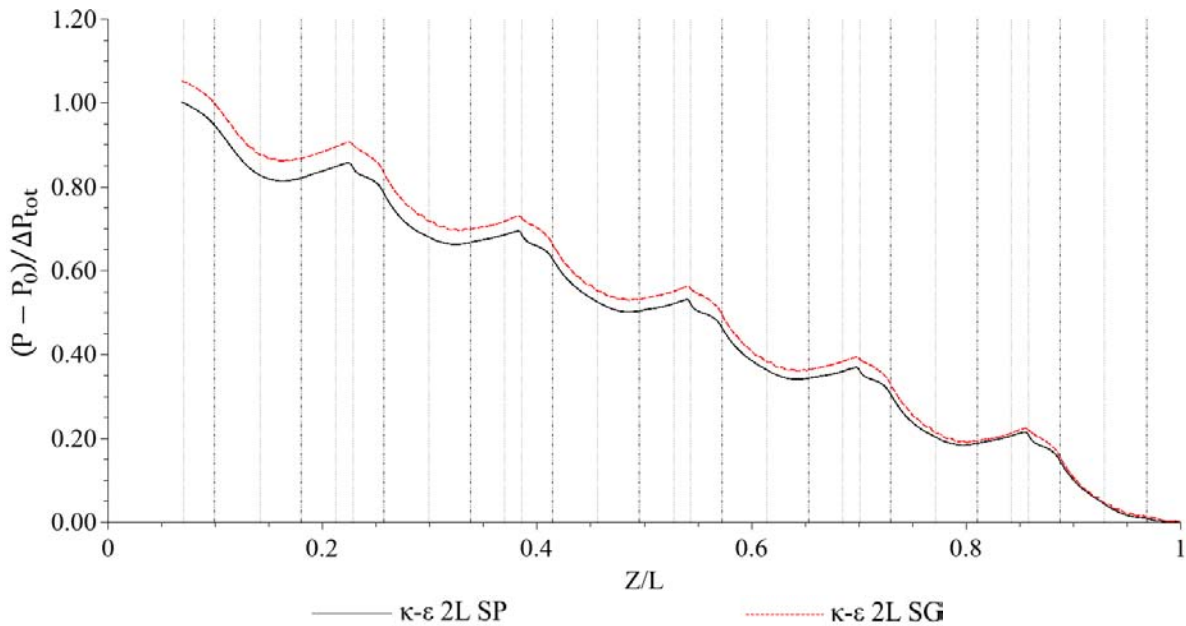


Figura 8. Distribución de presión para los arreglos llano y segmentado con  $\kappa\epsilon$ -2L.

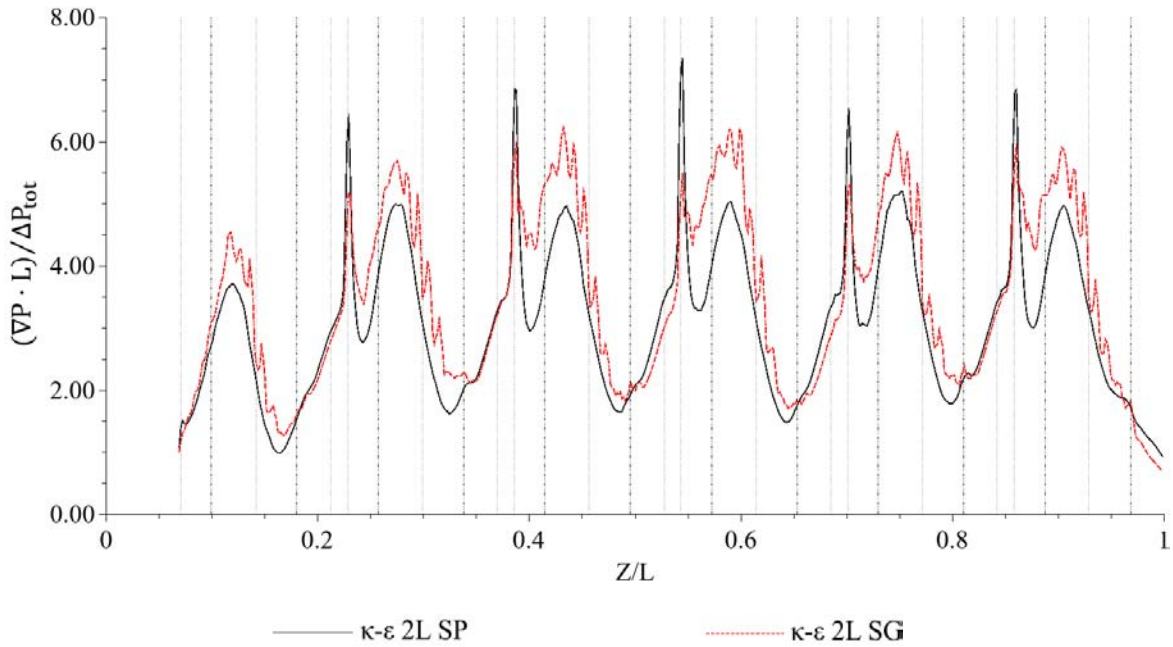


Figura 9. Gradiente de presión para los arreglos llano y segmentado con  $\kappa\text{-}\epsilon$ -2L.

La figura 8 muestra el campo de presiones en la parte central del dominio para el modelo  $\kappa\text{-}\epsilon$ -2L. En general se puede ver que la presión muestra una tendencia a disminuir debido a los efectos de caída de presión generados por cada columna y fila de tubos aletados. De hecho, las variaciones en la presión son más representativas en la configuración segmentada que en la llana, como resultado de la complejidad de la geometría, lo cual es acorde con el campo de gradiente de presión que se muestra en la figura 9.

En la zona I de cada columna (figura 8), la caída de presión es drástica a causa de la interacción del flujo con las aletas y de la reducción del área transversal que ocasiona un incremento en la velocidad. También, se observa que en dicha zona el aletado segmentado presenta mayores variaciones y altos valores en el gradiente de presión que el aletado llano (véase figura 9). Mientras tanto en la zona II, la presión se recupera un poco debido a que el flujo que pasa entre las aletas empieza a interactuar con corrientes de flujo libre, incrementándose el área transversal y disminuyendo la velocidad. Por consecuencia, en el aletado llano presenta un valor de gradiente de presión más bajo que en el segmentado, debido a que en este último el flujo se desprende más rápido por efecto geométrico y por ende genera una menor zona de estela. Finalmente, en la zona III la presión tiende a incrementarse porque el flujo libre interactúa con el borde delantero de la siguiente columna de tubos, por consiguiente, el valor del gradiente también vuelve a crecer en ambas configuraciones, aunque en mayor medida para la aleta llana.

### 2.5.3 Distribución de Temperatura

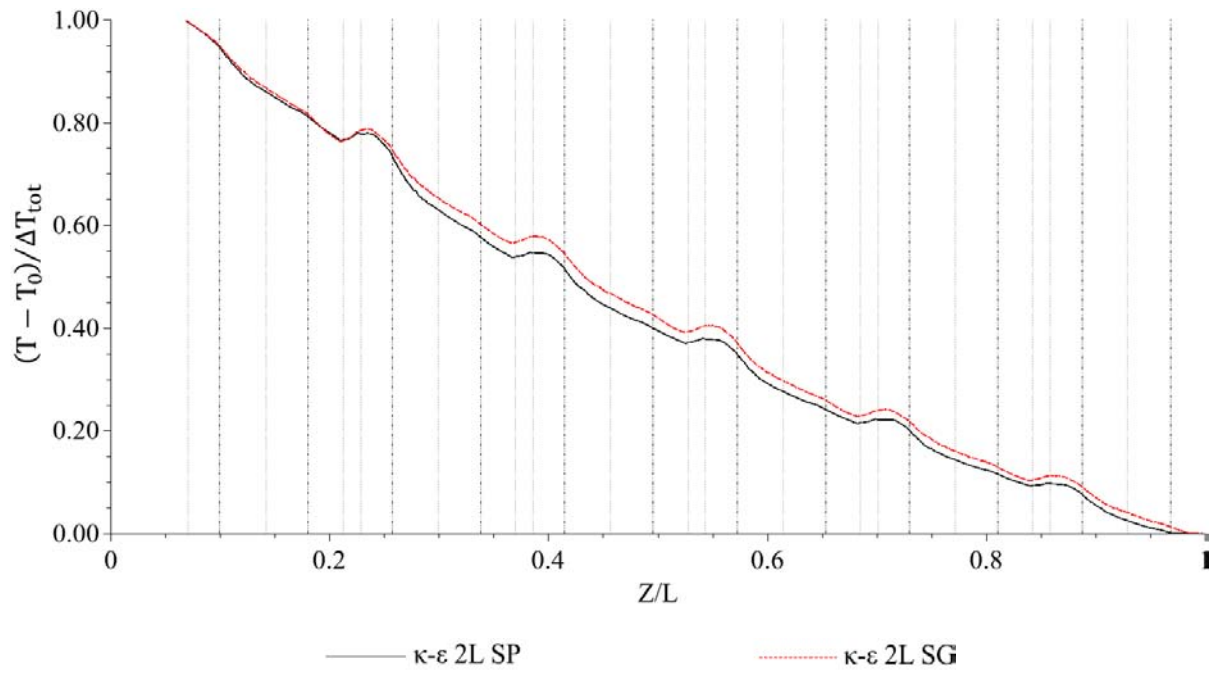


Figura 10. Distribución de temperaturas para las configuraciones llana y segmentada con  $\kappa\text{-}\epsilon\text{-}2L$ .

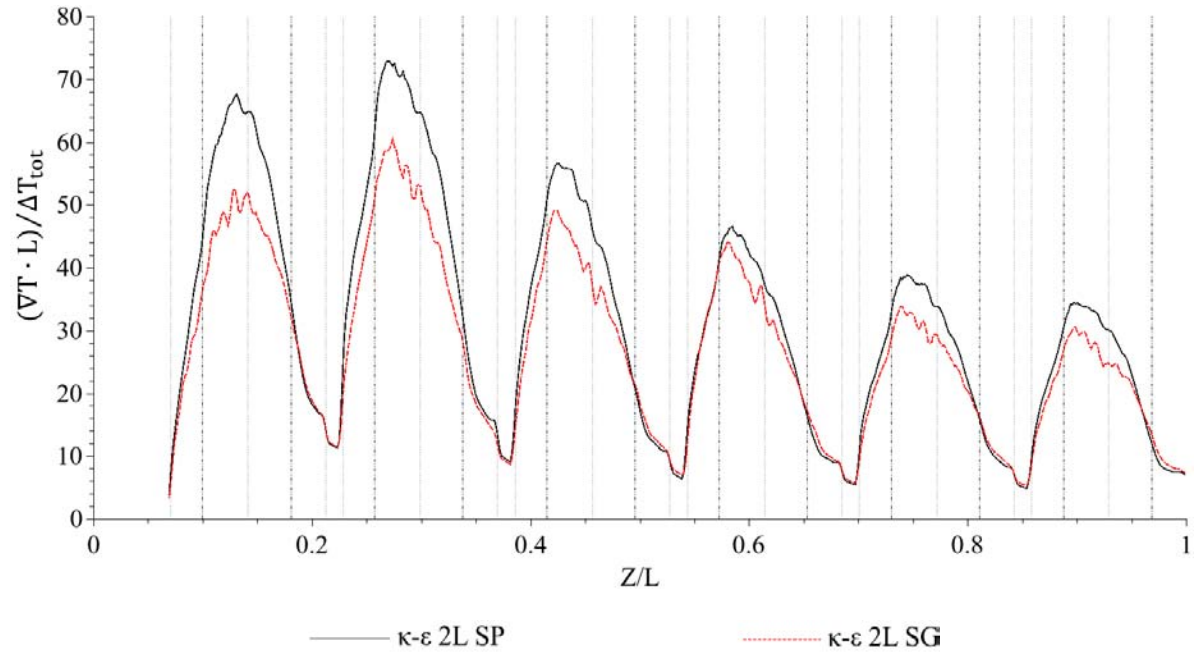


Figure 11. Gradiente de temperatura para las configuraciones llana y segmentada con  $\kappa\text{-}\epsilon\text{-}2L$ .



Los valores de temperatura para ambos tipos de aletados son mostrados en la figura 10. En forma generalizada se puede observar que la temperatura también posee una tendencia decreciente ocasionada por el intercambio de calor entre el fluido de trabajo y las columnas y filas de tubos aletados conforme éste avanza, lo cual puede corroborarse con la distribución del gradiente de temperatura que se presenta en la figura 11.

Analizando la zona I de cada columna (figura 10), el arreglo segmentado exhibe una baja diferencia de temperaturas en comparación con el arreglo llano, lo cual está asociado a la diferencia de área de contacto entre ambos tipos de aletas. También, se puede observar que el gradiente de temperaturas alcanza sus máximos valores en dicha zona, lo cual implica también que ahí se dé la máxima de la transferencia de calor (ver figura 11). De hecho, es posible distinguir que los valores más altos en el gradiente de temperatura se dan en la aleta llana que en la segmentada, ya que ésta última distribuye mejor el calor que la primera. En la zona II, ambas líneas de temperaturas mantienen su tendencia y su separación, aunque se puede observar que el gradiente de temperatura decae más rápido en el aletado segmentado que en el sólido, debido a que la transferencia de calor en el primero está asociada al fenómeno de difusión, mientras que para el último está relacionado con el efecto convectivo. Por último, en la zona III, la temperatura se mantiene casi constante para ambos arreglos debido a que en la zona de estela, el fluido y el tubo aletado poseen el mismo valor y por ende, el gradiente de temperatura también alcanza su mínimo valor.

#### 2.5.4 Comportamiento del intercambio de calor

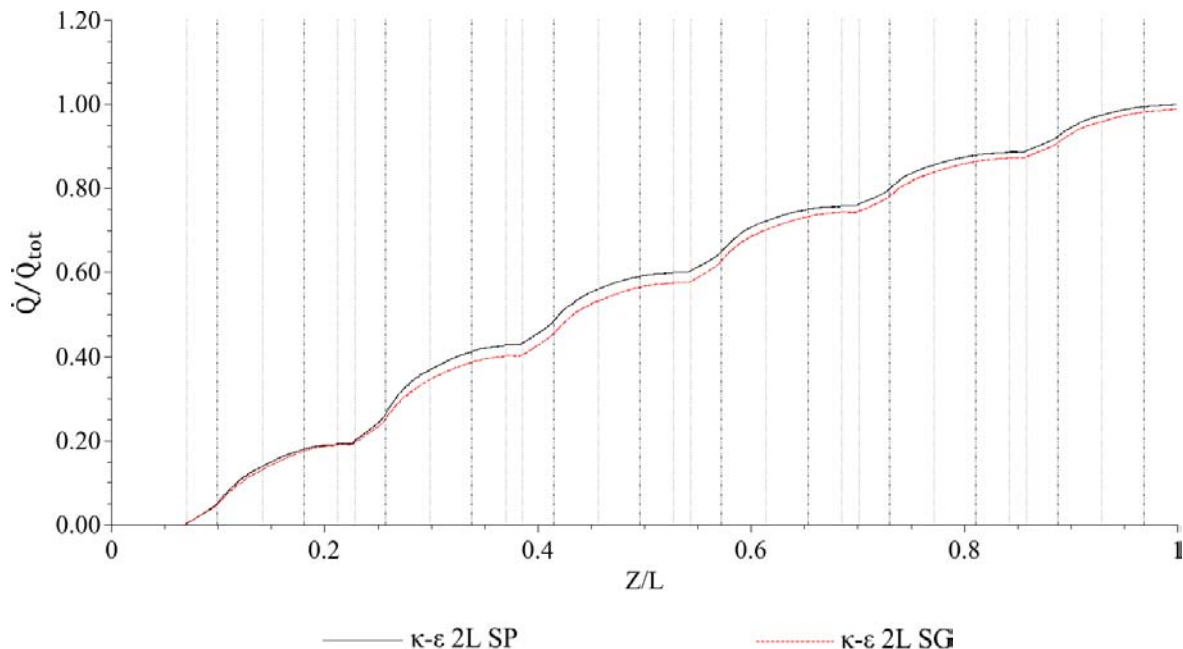


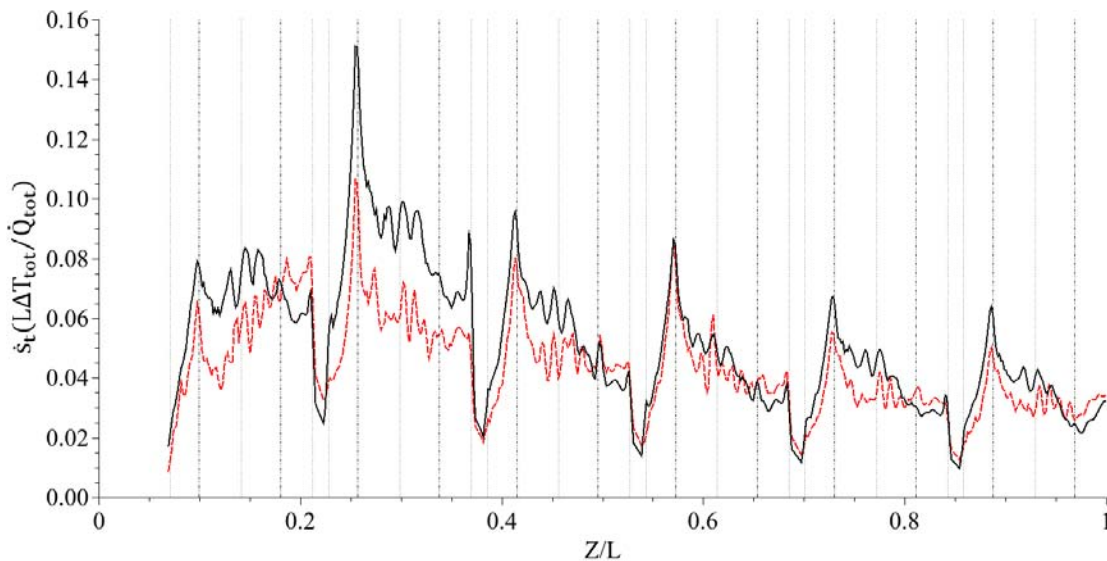
Figura 12. Distribución media acumulada del flujo de calor para ambos tipos de aletado con el modelo  $\kappa$ - $\epsilon$ -2L.

En relación con la información mencionada anteriormente, en la figura 12 se despliega la distribución media acumulada del flujo de calor a lo largo del banco de tubos para ambos casos. Se observa que el aletado llano revela un mayor intercambio de calor que en el segmentado debido a una mayor área de contacto para este primero. Sin embargo, la tendencia en ambos arreglos es casi similar.

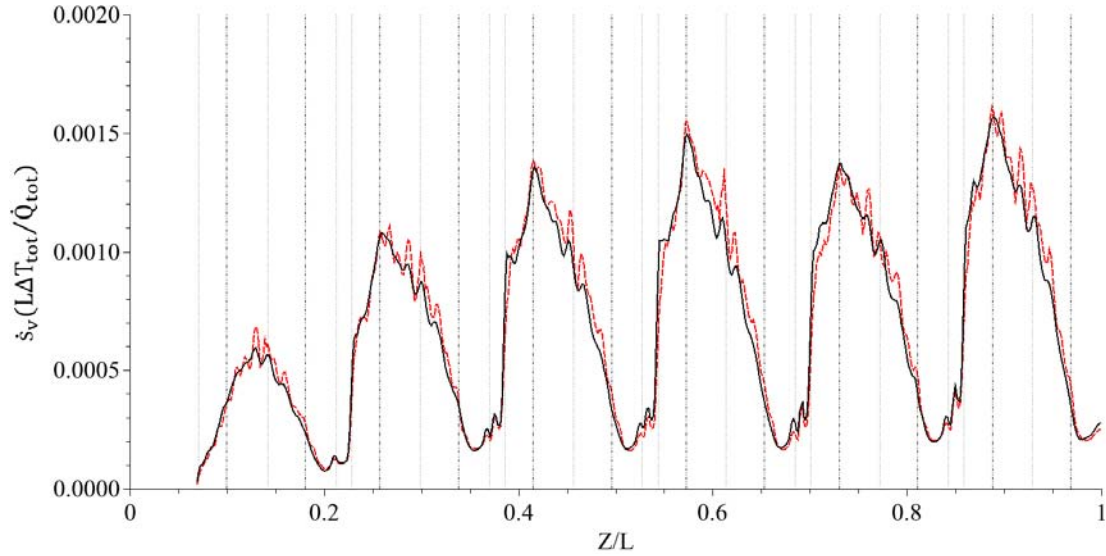
Examinando la figura 12, es posible identificar que principalmente la mayor cantidad de calor intercambiado se presente en las zonas I de cada columna, lo cual es acorde con los altos valores de gradiente de temperatura y las grandes perturbaciones en el flujo, causadas por la complejidad de la geometría, como se percibe en las figuras 10 y 11. En tanto, las zonas II y III el calor comienza a tener un comportamiento casi constante como resultado de la zona de estela que se presenta en la parte posterior de los tubos donde el cambio de temperatura es casi nulo.

## 2.6 Análisis de Resultados de la generación local de entropía.

En esta sección se presentarán los resultados obtenidos a través del modelo numérico desarrollado para el estudio de la generación de entropía en la dirección principal del flujo usando la información mostrada en la figura 5. También, se analizará y evaluará el efecto de cada tipo de aletado (llano o segmentado) calculando los términos térmicos y viscosos, lo cuales juegan un papel importante en el fenómeno de la producción de entropía.



(a)

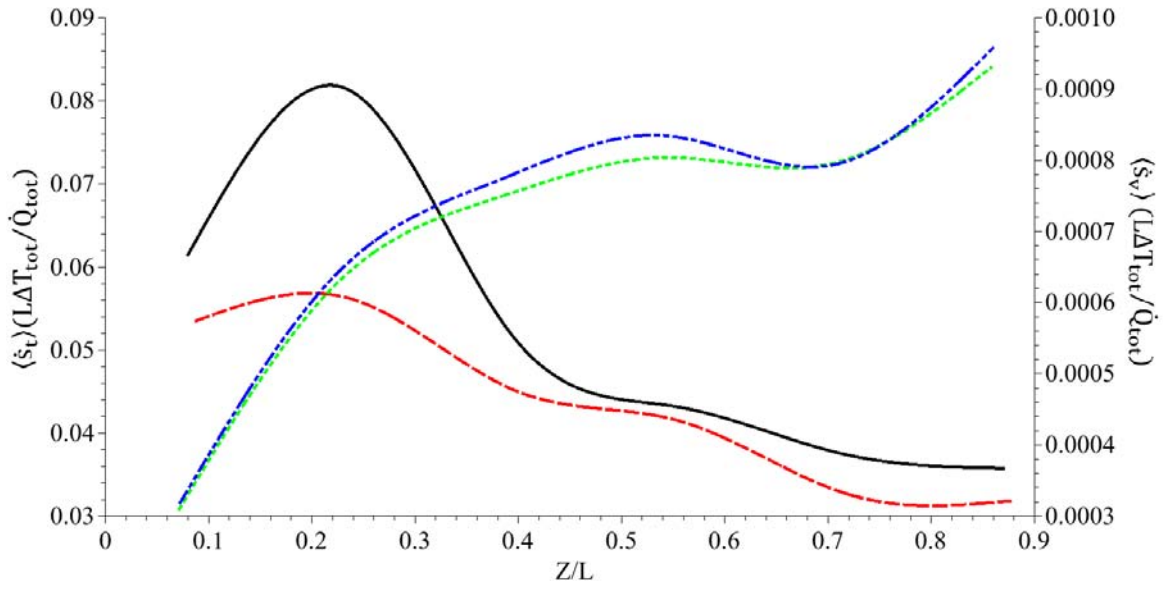


(b)

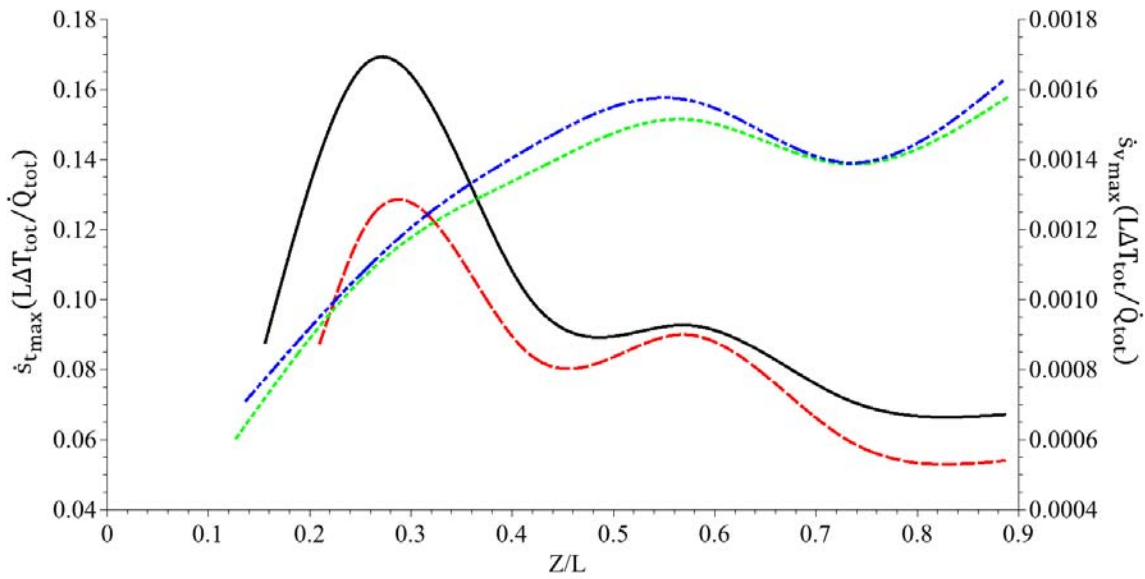
Figura 13. Generación de entropía térmica y viscosa totales para ambas geometrías: (a) Gráfica de  $\dot{S}_t$ , (b) gráfica de  $\dot{S}_v$ : donde — y - - - especifican los perfiles para aletado llano y segmentado, respectivamente.

Para ambos arreglos, en la figura 13 (a) se distingue una tendencia decreciente en la generación local de entropía térmica ( $\dot{S}_t$ ). Los más altos valores se localizan en la zona frontal de cada columna de tubos aletados, cerca de la parte de tubo liso (zona A, véase figura 5) y el máximo valor está situado en la segunda columna ( $C_2$ , ver figura 5) donde el gradiente de temperatura es el más grande sobre todo el dominio. También, se puede apreciar hay un valor máximo relativo de  $\dot{S}_t$  en la parte posterior de cada aleta (zona II, figura 5) causada por una capa de fluido que es atrapada por la zona de estela, la cual posee una relativa alta velocidad y temperatura. En los espacios entre columnas (zona II, figura 5) se puede notar que la generación de entropía debida a la transferencia de calor disminuye rápidamente cuando el flujo deja una columna y vuelve a crecer cuando interactúa con la siguiente columna, tal efecto es causado por la presencia de la estela donde el gradiente de temperatura es también demasiado bajo. Lo expuesto anterior se corrobora con la información desplegada en la figura 11.

En contraste, la figura 13 (b) muestra que la generación local de entropía viscosa ( $\dot{S}_v$ ) tiene una tendencia creciente periódica, pero ésta es ligeramente mayor para un arreglo segmentado. Los valores superiores están localizados en los alrededores de la parte de tubo liso para ambos arreglos (zona I), posteriormente comienzan a caer hasta alcanzar un valor mínimo en la zona posterior (zona II) como resultado de valores demasiado bajos del gradiente de velocidad que se presentan en el área de estela. En el claro entre columnas de tubos, (zona III), pequeños repuntes en  $\dot{S}_v$  ocurren debido a que una parte del fluido que ha dejado las zonas I y II y que ha aumentado su velocidad, intercambia momento con la región de estela del flujo.



(a)



(b)

Figure 14. Valores promedio y máximos: (a)  $\langle \dot{s}_t \rangle$  y  $\langle \dot{s}_v \rangle$  valores promedio; (b)  $\dot{s}_{t,max}$  y  $\dot{s}_{v,max}$  valores máximos, donde las líneas —, ..... son para el caso llano y - - -, - · - · son para el caso segmentado, respectivamente.

---

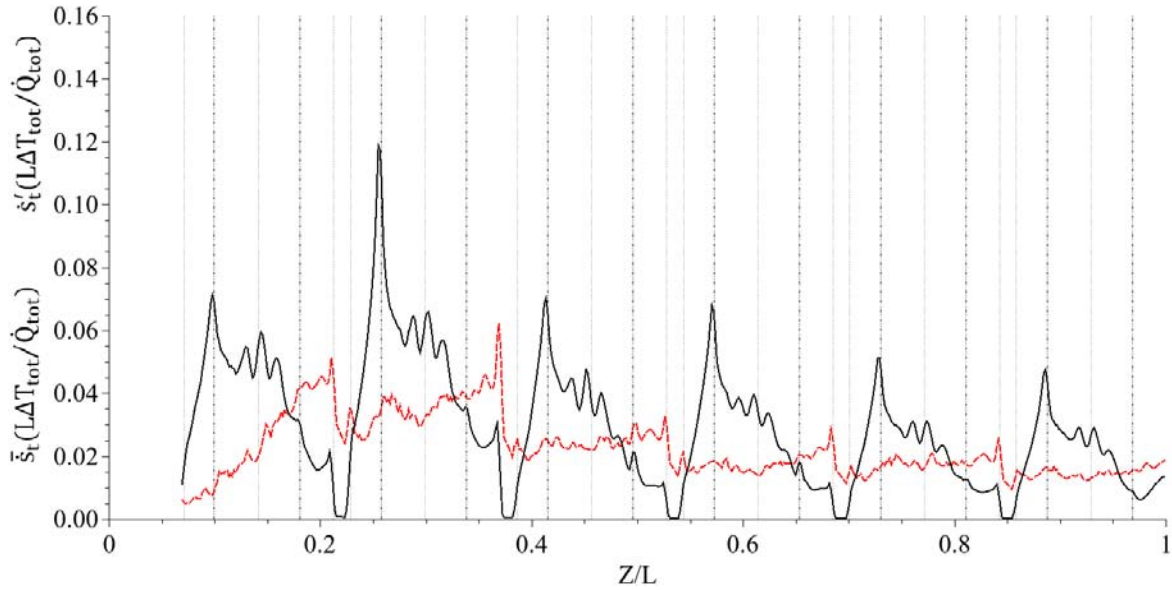
---

En general, las tendencias de  $\dot{s}_t$  and  $\dot{s}_v$  se ilustran de mejor manera calculando los valores promedio y máximos de las tres zonas (I, II y III) para cada columna a lo largo de ambas configuraciones. Tales valores son representados por las figuras 14 (a) y (b), respectivamente. Es importante notar que la transferencia de calor hace la mayor contribución a la  $\dot{s}_{gt}$  cerca de la entrada del dominio ( $z/L < 0.4$ ) y progresivamente decae hasta un valor asintótico en el rango entre 0.03 y 0.04 para valores promedio (figura 14(a)). Así también, la geometría segmentada tiene un mejor desempeño debida a su baja tasa de producción de entropía a lo largo de todo el dominio de ambas configuraciones.

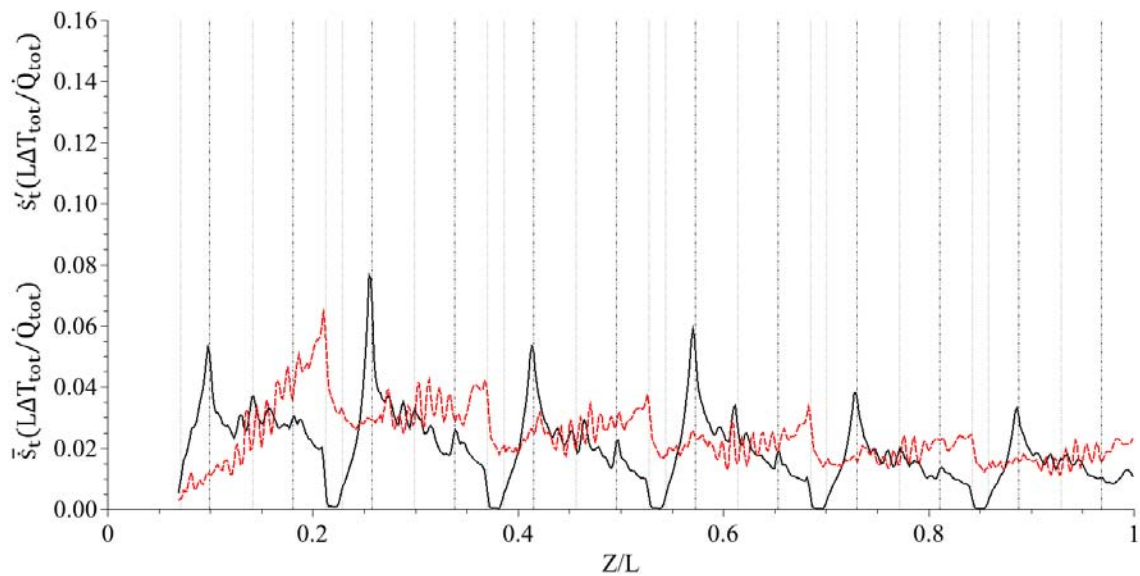
Mientras tanto, el efecto viscoso contribuye de forma significativa en  $\dot{s}_{gv}$  en la región central del dominio para cada arreglo. En este caso, la geometría segmentada produce valores ligeramente mayores que la configuración llana y ambos comportamientos tienden a incrementarse gradualmente conforme se dirigen a la salida del dominio debido a que el campo turbulento está completamente desarrollado a partir de  $C_5$  o  $z/L > 0.8$ . Incluso, se puede inferir que, si el número de Reynolds (Re) se incrementara, ambos comportamientos tenderían a seguir creciendo hasta un punto en el que se crucen.

Acorde a lo anterior, un similar comportamiento también se observa para los valores máximos de  $\dot{s}_t$  y  $\dot{s}_v$  (figura 14(b)) donde, por un lado, la disminución en el perfil de  $\dot{s}_t$  es una clara indicación que la más alta tasa de producción de entropía sucede en las columnas  $C_1$  y  $C_2$ . Por otro lado, la tendencia de  $\dot{s}_v$  a aumentar confirma que la parte viscosa de la producción de entropía comienza a tener influencia, sin embargo, la generación de entropía causada por efectos térmicos es al menos más grande en un orden de magnitud que la causada por efectos viscosos.

En relación con las partes medias y turbulentas (fluctuantes) de la generación de entropía ( $\bar{\dot{s}}_t$  y  $\dot{s}'_t$ ) las figuras 15 (a) y (b) exhiben un comportamiento similar en ambas geometrías, pero los valores  $\bar{\dot{s}}_t$  en la configuración llana son más grandes que en la segmentada debido a que las regiones de estancamiento y de bajas velocidades que aparecen en la zona I son muy amplias en la configuración de aleta llana, lo que ocasiona puntos de elevada temperatura donde la transferencia de calor y la  $\bar{\dot{s}}_t$  son exacerbadas. Mientras tanto, en el arreglo segmentado, las partes fluctuantes son ligeramente mayores que en el caso llano, principalmente en las zonas II y III donde el flujo es perturbado en mayor medida como resultado de su geometría. De hecho, los valores máximos de  $\dot{s}'_t$  son situados en la parte trasera de la zona II donde la zona de estela intensifica la turbulencia.



(a)



(b)

Figura 15. Generación local total de la producción de entropía media y turbulenta para ambas geometrías: (a)  $\bar{s}_t$  and  $\hat{s}'_t$  para el caso llano; (b)  $\bar{s}_t$  and  $\hat{s}'_t$  para el caso segmentado, donde  $\text{—}$  y  $\text{- - -}$  indican las partes medias y turbulentas, respectivamente.

Acorde con lo anterior, la tabla 7 presenta los valores adimensionales y sus respectivos porcentajes de la generación de entropía total, media y turbulenta por efectos térmicos y viscosos para cada configuración. Los porcentajes son calculados en base a la generación local total de entropía para el arreglo llano como caso base de estudio.

Tabla 7. Comparación de la generación de entropía térmica, viscosa y total para ambos arreglos.

Término de entropía	Valores Totales		Porcentaje (%)	
	Configuración		Configuración	
	Llana	Segmentada	Llana	Segmentada
$\dot{s}_t$	30.7	25.7	98.71	82.64
$\bar{s}_t$	17.5	11.7	56.27	37.62
$\dot{s}'_t$	13.2	14.0	42.44	45.02
$\dot{s}_v$	0.409	41.9	1.32	1.35
$\bar{s}_v$	0.145	12.7	0.47	0.41
$\dot{s}'_v$	26.41	0.292	0.85	0.94
$\dot{s}_g$	0.311	0261	100.00	83.92

En relación a los efectos térmicos, el arreglo segmentado en comparación con el llano muestra una reducción del 18.65% en  $\bar{s}_t$ , mientras que se nota un incremento de alrededor del 2.58% para  $\dot{s}'_t$ , lo que implica un decremento real del 16.08% en  $\dot{s}_t$ . En cambio, para los efectos viscosos, el aletado segmentado manifiesta un aumento en 0.09% en la  $\dot{s}'_v$ , pero una reducción de alrededor del 0.06% de  $\bar{s}_v$ , generando un aumento real de 0.03% en la  $\dot{s}_v$ . Finalmente, en forma general, los datos mostrados en la tabla 7 indican que la generación entropía térmica es dependiente de los valores medios, mientras que los valores fluctuantes dominan sobre la generación de entropía viscosa.

Conforme a lo mencionado en el párrafo anterior, la configuración segmentada revela menor producción de entropía que la llana, cerca del 16.08% (véase tabla 7), lo cual podría llevar a asumir que la geometría segmentada podría haber mejorado el desempeño del equipo. Con el fin de corroborar si éste supuesto es correcto, Bejan [28] ha propuesto calcular un parámetro denominado número de aumentación de entropía ( $N_{S,a}$ ), el cual sirve para evaluar y comprobar si una modificación en la geométrica o en los parámetros de diseño ha mejorado desempeño del dispositivo térmico. Tal parámetro está definido como:

$$N_{S,a} = \frac{\dot{s}_{g,a}}{\dot{s}_{g,0}} = \frac{\dot{s}_{g_{segmented}}}{\dot{s}_{g_{plain}}} \quad (15).$$

Donde  $\dot{s}_{g,a}$  y  $\dot{s}_{g,0}$  indica los valores totales de la entropía generada para un dispositivo modificado y no modificado respectivamente. Valores menores de 1 en  $N_{S,a}$  implican una ventaja, en tanto que valores mayores que 1 significan una desventaja. Para este estudio, la configuración segmentada y llana son consideradas como modificada y no modificada, respectivamente.

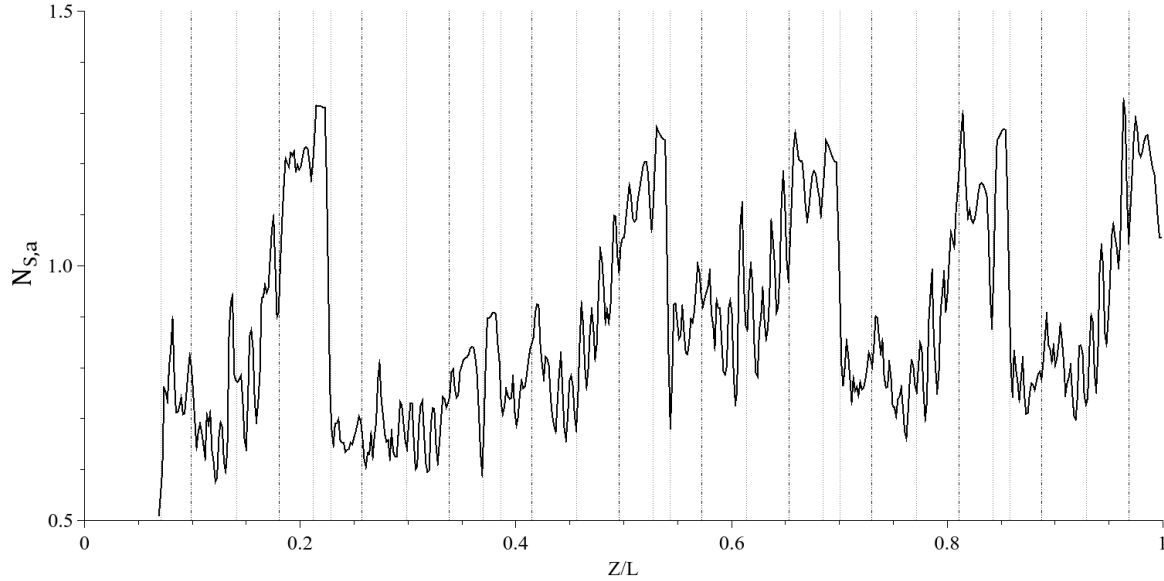


Figura 16. Valores locales promedios del número de generación de entropía de ( $N_{S,a}$ ) en la dirección del flujo.

En la figura 16 se presenta el comportamiento promedio local de  $N_{S,a}$  en la dirección principal del dominio numérico. En cada columna de tubos se puede notar que en la zona I y en casi la mitad de la zona II, se hallan valores menores que la unidad, lo que implica que en esas zonas el aletado segmentado muestra un mejor desempeño en la transferencia de calor generando menor entropía en comparación con el aletado llano. En cambio, en la zona III y en la parte posterior de cada tubo, los valores de  $N_{S,a}$  rebasan la unidad, lo cual denota que en esa región no se presenta ninguna ventaja térmica debido a que la estela en la aleta segmentada intensifica la turbulencia aumentando los valores de  $\dot{s}_v$ .

También es posible observar que en la columna  $C_2$  se halla el mejor desempeño en todo el equipo porque sus valores de  $N_{S,a}$  están por debajo de 1 debido a que  $\dot{s}_{g_{plain}}$  es mucho mayor que  $\dot{s}_{g_{segmented}}$  lo que indica que la aleta segmentada disminuye las irreversibilidades térmicas en dicha columna. De hecho, esta aseveración se justifica con lo expuesto en la figura 15 (a) y (b). Por último, el valor global del número de entropía de aumentación en la comparación de ambas geometrías es  $N_{S,a} = 0.839$ , lo cual significa que, las diferencias geométricas tiene un impacto importante en la mejora de la transferencia de calor y en la reducción de la generación de entropía.



Tabla 8. Principales parámetros de comparación para ambos arreglos considerando al aletado llano como el 100%.

Parámetro	Valores Totales		Porcentaje de variación con respecto a la geometría llana (%)	
	Banco de tubos aletados		Banco de tubos aletados	
	Llano	Segmentado	Llano	Segmentado
$A_0$	6.756E-01 (m <sup>2</sup> )	6.348E-01 (m <sup>2</sup> )	-	93.96
$\dot{Q}_{tot}$	2.175E+02 (W)	2.152E+02 (W)	-	98.94
$\overline{Nu}$	1.184E+02	1.236E+02	-	104.42

Para ambas configuraciones, en la tabla 8 se despliegan los valores de parámetros como el área total superficial ( $A_0$ ), la transferencia total de calor ( $\dot{Q}_{tot}$ ) y el número de Nusselt promedio ( $\overline{Nu}$ ), los cuales están relacionados y tiene una gran influencia en los mecanismos de transferencia de calor y de generación de entropía. Cabe resaltar que para el banco de tubos aletados segmentados,  $A_0$  y  $\dot{Q}_{tot}$  son 6.04% y 1.06% más pequeños que el banco de tubos aletados llanos, respectivamente. En tanto, el  $\overline{Nu}$  es 4.42% mayor en la aleta segmentada que en la llana. Lo anterior confirma que la reducción de  $A_0$  para el arreglo segmentado tiene un insignificante efecto sobre  $\dot{Q}_{tot}$  pues la reducción de ésta última es casi despreciable, mientras tanto  $A_0$  tiene un gran impacto en mecanismo de transferencia de calor porque el número de Nusselt es mejorado. Esto es un indicativo de los efectos de la turbulencia sobre los mecanismos de transferencia de calor en el fluido. De hecho, en la figura 17 se muestra el comportamiento del número de Bejan, el cual relaciona  $\dot{s}_t$  con respecto a  $\dot{s}_g$ .

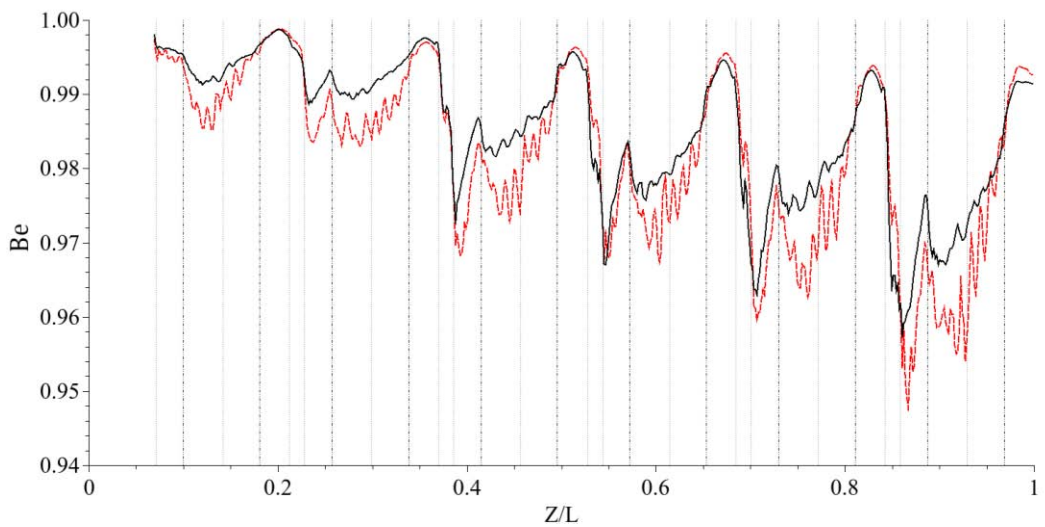


Figure 17. Número de Bejan ( $Be$ ) en la dirección del flujo a lo largo del dominio. Los arreglos llano y segmentados son denotados por (—) y (---), respectivamente.

---

En la gráfica de la figura 17, es posible observar que la curva casi siempre está muy cercana a  $Be = 1$  lo que permite asegurar que los efectos térmicos dominan a través de todo el dominio de estudio. Además, la entropía viscosa generada crece en la dirección axial debido al desarrollo del campo turbulento.

En relación a lo mostrado en la figura 4,  $\dot{s}_t$  presenta máximos locales en específicas posiciones de los aletados. En particular, los valores más altos están ligados a las cercanías de los puntos de estancamiento. La figura 18 presenta que los primeros de éstos se localizan en la unión entre los tubos y el aletado en ambas geometrías

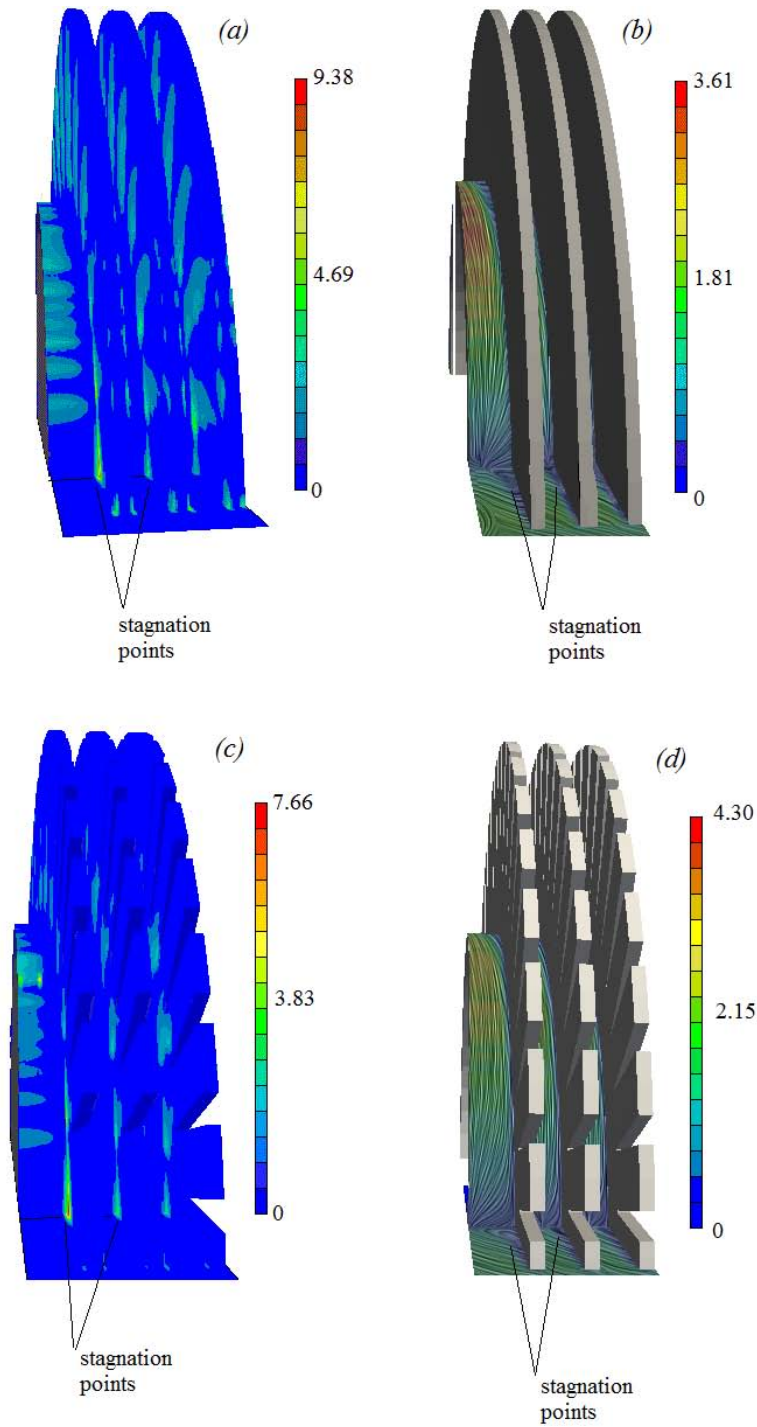


Figura 18. Magnitud de  $\hat{s}_t$  y las localizaciones de los puntos de estancamiento: (a)  $\hat{s}_t$  y (b) velocidad alrededor de los puntos de estancamientos para la aleta llana; (c)  $\hat{s}_t$  and (d) velocidad alrededor de los puntos de estancamientos para la aleta sementada. Las imágenes fueron tomadas para el fluido cercano a las paredes sobre una mitad del elemento  $C_2$  donde se halla el valor máximo de  $\hat{s}_t$  para ambas configuraciones. Nota: Estas figuras solo representan un 1/8 de la longitud total de un tubo aletado para ambas geometrías.

Similares observaciones han sido reportadas por otros investigadores como [31]. Además de estos máximos, las curvas en las figuras 15 y 17 indican también la aparición sucesiva de altos valores de  $\dot{s}_t$  en otros puntos, los cuales son progresivamente ubicados a lo largo de las superficies de ambos aletados en dirección del flujo principal (véase figuras 11 (a) y (b)). La entropía generada cae bruscamente en los bordes de salida de las aletas, aunque se puede ver que todavía se producen unos pequeños picos.

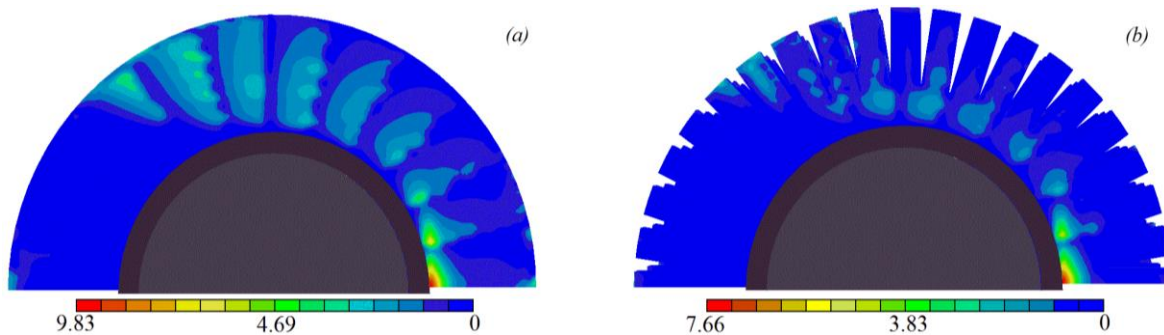


Figura 19. Distribución de  $\dot{s}_t$  sobre ambos tipos de aletado: (a) aleta llana, (b) Aleta segmentada. Estas imágenes fueron tomadas sobre el fluido muy cerca de las paredes sobre la mitad del elemento C<sub>2</sub>, donde se halla el máximo de  $\dot{s}_t$  para ambas geometrías.

La causa y localización del más alto valor de  $\dot{s}_t$  son atribuidas a tres principales efectos: 1) una alta diferencia de temperatura entre el fluido y las paredes, 2) La baja velocidad del flujo en la vecindad de los puntos de estancamiento y 3) la capacidad del fluido para desarrollarse térmicamente a lo largo de las superficies de las aletas. Consecuentemente, mientras el tiempo de residencia se incrementa en las regiones de estancamiento, mayor cantidad de calor es transferido a una más alta diferencia de temperaturas entre el fluido y las paredes. Sin embargo, es importante notar que la generación de entropía es muy reducida en los claros entre aletas. Sciubba [23] ha explicado este efecto en términos de un pequeñísimo gradiente de temperaturas característico entre aletas y que finalmente son resultado del desarrollo térmico del fluido [23].

Con el propósito de comprender la importancia relativa de estos efectos, considérese cómo evoluciona la entropía total generada para un flujo incompresible,  $\dot{s}_g = \dot{s}_t + \dot{s}_v$  en la vecindad del punto de estancamiento. La ecuación de la tasa de generación local se puede expresar como:

$$\dot{s}_g = \frac{k}{T^2} \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{\mu}{T} \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] > 0 \quad (16)$$

donde el primer término del lado derecho de la ecuación representa la generación de entropía térmica  $\dot{s}_t$  y el segundo representa la entropía viscosa  $\dot{s}_v$ . Escalas adecuadas para este análisis implican  $\partial T/\partial x_i \sim \Delta T/\delta$ ,  $\partial u_i/\partial x_j \sim \Delta u/\delta$  and  $\dot{s}_g \sim \dot{Q}/T$ . Para estas expresiones  $\delta$  es el tamaño de la vecindad alrededor de un punto de estancamiento, mientras que  $\dot{Q}$  es la tasa media del flujo de calor por unidad de volumen en esta región.

El orden de los cocientes de los términos de la ecuación 9 son respectivamente:

$$\frac{\dot{s}_t}{\dot{s}_g} \sim \mathcal{O} \left( \frac{k\Delta T^2}{\dot{Q}T\delta^2} \right) \sim 1 \quad \text{y} \quad \frac{\dot{s}_v}{\dot{s}_g} \sim \mathcal{O} \left( \frac{\mu\Delta u^2}{\dot{Q}T\delta^2} \right) \sim 10^{-1} \quad (17)$$

A partir de la primera relación se ve que el límite inferior para el tamaño de la vecindad es  $\delta \sim 10^{-3}\text{m}$  (lo cual coincide con el tamaño actual de las celdas del mallado en la interface fluido-pared); mientras tanto, de la segunda relación tenemos que  $\Delta u/U_\infty \sim 10^{-2}$ . Este último, estima el establecimiento de un límite superior, en el sentido que solo puede ser más pequeño en vista del hecho que  $\Delta u/U_\infty \rightarrow 0$  conforme se aproxima a la región de estancamiento. Se observan relaciones similares en todas partes en el flujo, porque el número de Bejan en forma global (e.j. [23]) se expresa:

$$Be = (\Delta T/\Delta T + Br\Delta T) \approx 1, \quad (18)$$

debido al hecho de que el número de Brinkman,  $Br = \mu\Delta U_\infty^2/k\Delta T$ , es casi despreciable (véase figura 19). Como resultado de ello, el análisis puede ser simplificado por un enfoque exclusivamente en los efectos térmicos. Para ser concretos, inicialmente podemos incluir la parte turbulenta del campo de temperatura, tal que  $T = \bar{T} + T'$ , y entonces proceder a promediar la ecuación 16 [30]. Acorde con lo anterior, cerca de las paredes la relación  $\dot{s}_g \sim \dot{s}_t = \bar{\dot{s}}_t + \dot{s}'_t$  se puede escribir de forma explícita como:

$$\dot{s}_t = \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial T'}{\partial x_i} \right)^2 \right] \quad (19)$$

El incremento del valor de  $\dot{s}_t$  en la vecindad del punto de estancamiento puede ser ahora analizado en términos de la forma adimensionales de esta ecuación. Primero, el flujo de calor por unidad de volumen transferido dentro del punto de estancamiento es denotado por  $\dot{Q} = q'''/\tau$  (donde  $\tau$  corresponde a la escala de tiempo). Dentro de esta región de influencia también se tiene que  $\partial\bar{T}/\partial x_i \sim \Delta T/\delta$  y  $\partial T'/\partial x_i \sim \Delta T'/\delta$  expresan los gradientes de temperatura para la parte media y turbulenta. Otras cantidades se escalan de similar forma a la mostrada arriba. Por tanto, la forma adimensional de la ecuación 19 queda:

$$\left(\frac{q'''\delta^2}{k\tau}\right)\frac{\partial\dot{s}_t^*}{\partial t^*} = \left(\frac{\Delta T^2}{\bar{T}}\right)\left(\frac{1}{T^*}\frac{\partial T^*}{\partial x^*}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T'^2}{\bar{T}}\right)\left(\frac{1}{T^*}\frac{\partial T'^*}{\partial x^*}\right)^2 \quad (20)$$

donde los asteriscos denotan cantidades adimensionales. Primeramente, se nota que cerca del muro  $\Delta T' \rightarrow 0$  y, por tanto, el Segundo término de la derecha es  $(\Delta T'^2/\Delta T^2)$  veces más pequeño que el primero. Por esta razón el término fluctuante puede ser despreciado en las regiones de estancamiento. El término del lado izquierdo de la ecuación 20 es de orden  $\mathcal{O}(q'''\delta^2/k\tau) \sim 1$  (en tanto  $k \sim 10^{-2} \text{ W/(mK)}$ ). Dado que el calor por unidad de volumen es de orden  $q''' \sim 10^5 \text{ W/m}^3$ , se tiene que la región de interés se extiende en un área dentro de un rango  $(10^{-6} < \delta^2 < 10^{-4}) \text{ m}^2$ . Como resultado, los límites de tiempo durante el cual la entropía es generada quedan:

$$\tau \sim \frac{q'''\delta^2}{k} \sim 10^0 \text{ to } 10^1 \quad (21)$$

En otras palabras, el tiempo de residencia de una partícula de fluido que intercambia calor con la pared a una relativa alta temperatura  $T$ , puede aumentar considerablemente cuando esta partícula de fluido se aproxima a la región de estancamiento. Consecuentemente, en un movimiento muy despacio del fluido el mecanismo de transferencia de calor asociado con el valor más alto de  $\dot{s}_t$  es el difusivo más que el convectivo.

Los puntos de  $\dot{s}_t$  que aparecen subsecuentemente sobre las superficies de las aletas pueden ser explicados por las circulaciones secundarias que se presentan alrededor de los tubos (véase figura 20). El desarrollo de las capas límites, así como las superficies curvadas de los tubos, obligan al fluido a ser adveccionado a través de las trayectorias helicoidales que atraviesan las superficies de las aletas.

Circulaciones similares han sido reportadas por Pis'mennyi [48, 49]. Bajo tales circunstancias, las partículas de fluido adquieren calor de una fuente de temperatura alta (por ejemplo, de la de referencia del fluido), solo para intercambiarlo con la pared en una etapa posterior. De nuevo, el tiempo de residencia contribuye a exacerbar el proceso de generación de entropía. En contraste,  $\dot{s}_t$  parece ser muy bajo en las regions de estela. En dichas regiones el intercambio de calor se presenta entre partículas de fluido las cuales están, en esencia, a la misma temperatura media.

Aunque los efectos descritos son observados, en ambas geometrías plana y segmentada, para ésta última los puntos más altos son mucho menos intensos. Esto es debido al hecho de que la segmentación induce un temprano desprendimiento de la capa límite en varias localizaciones. La vorticidad adicional introducida en las aristas de la aleta segmentada también contribuyen a alterar el momento de flujo alrededor de las aletas. Un comparativo de estas situaciones es ilustrada en la figura 20.

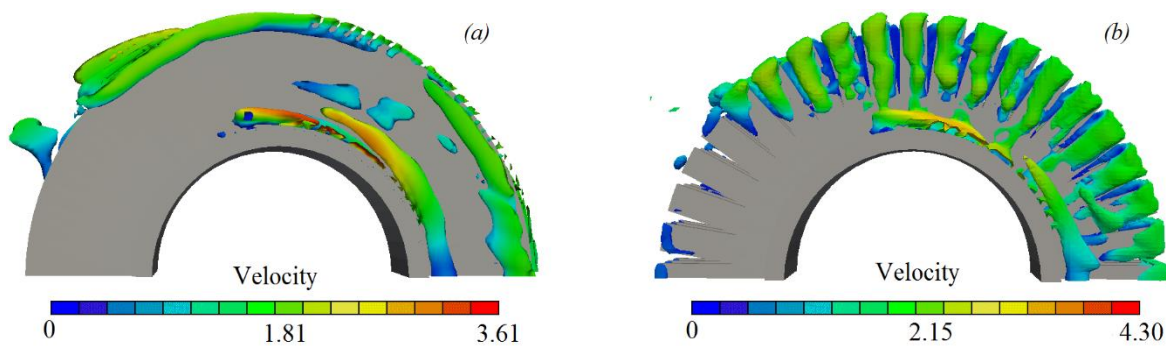


Figura 20. Criterio Q de Okubo-Weiss para ambas configuraciones de aleta: (a) aleta llana, (b) aleta segmentada. El campo de velocidad normalizado fue proyectado sobre las iso-superficies de criterio Q para la mitad del elemento  $C_2$ .

Otro punto digno de destacar es el que el valor máximo absoluto de  $\dot{s}_t$  ocurre en el segundo tubo del arreglo ( $C_2$  en la figura 14). Este valor pico es causado por dos principales efectos: 1) el paso de un chorro de aire caliente que casi no sufre perturbación a través del espacio formado entre los tubos de la primera línea del arreglo; 2) al fluido refrigerante que fluye en el interior de la segunda línea de tubos, el cual posee una temperatura más baja debido a su localización en el dominio. Así, el efecto combinado obliga que el proceso de transferencia de calor tome lugar al mayor valor de  $T$  posible. Finalmente, aunque incluso la relación  $\dot{s}_t > \dot{s}_v$  se observa casi siempre, la posición opuesta podría ser posible si los gradientes de velocidad y temperatura, respectivamente, adquieren particularmente valores altos y bajos en alguna zona específica.

---

Algunas recomendaciones de diseño generales pueden extenderse de este análisis. Por ejemplo, la aparición de regiones de estancamiento alrededor de los tubos se debería evitar, tanto como sea posible. Esto puede cumplirse, por ejemplo, a través de una apropiada aerodinámica en los tubos. Además, promover la formación de vórtices para mejorar el campo turbulento alrededor de aletas, éstas también contribuyen a disminuir la producción de entropía. Con este fin, pequeños vórtices podrían ser inducidos girando ligeramente los bordes delanteros de las aletas.



---

---

# CAPÍTULO 3

## Descripción del caso 2 con resolución de una ecuación de transporte para la entropía.

En este capítulo se analizará la resolución de la ecuación de transporte para la entropía para el caso de un intercambiador de placa y tubos. Inicialmente, se describirán la geometría a estudiar, las dimensiones del sistema y las condiciones de frontera empleadas. Posteriormente, se mostrará la ecuación de transporte para la entropía a ser usada, describiendo los términos que la componen, la interacción que guarda con las ecuaciones de gobierno de la mecánica de fluidos descritas en capítulo anterior y su implementación en el código numérico en conjunto con los modelos de turbulencia RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) empleados. Finalmente, se presentaran el análisis de los resultados obtenidos.

### 3.1 Geometría del dominio de estudio.

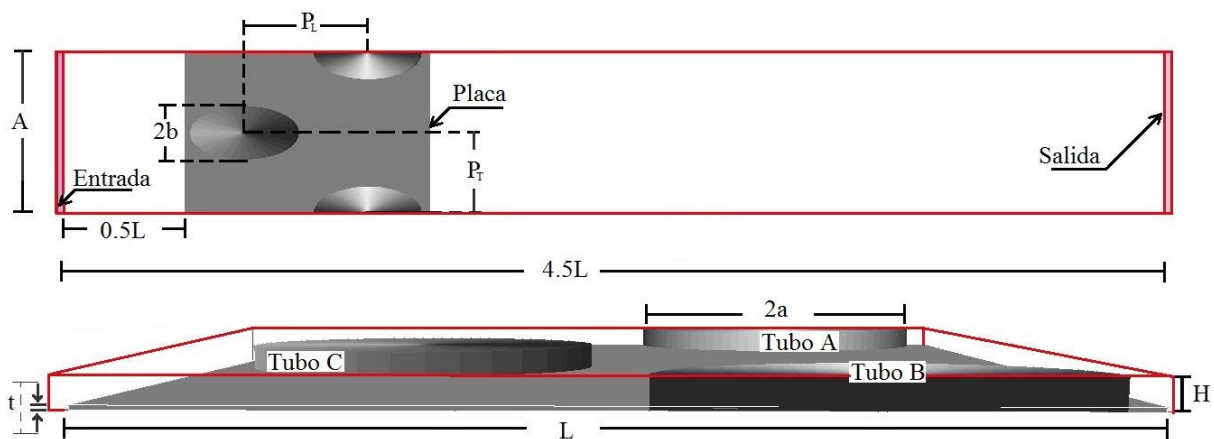


Figura 21.- Geometría del arreglo (Simo Tala *et al.* [31]).

En esta etapa de la investigación, la geometría del sistema se toma del trabajo numérico de Simo Tala *et al.* [31], el cual, como se mencionó en el capítulo 1, consistió en un pequeño módulo de un intercambiador de calor de tubo elíptico y placa como se muestra en la figura 21, donde  $L$ ,  $A$  y  $t$  son la longitud, ancho y espesor de la placa respectivamente.  $P_T$  y  $P_L$  son el paso transversal y longitudinal del arreglo de tubos,  $a$ ,  $b$  y  $e$  son el semi-eje mayor, el semi-eje menor y la elipticidad de los tubos y  $H$  es la altura del dominio. Los valores para estos parámetros son mostrados en la tabla 9.

Tabla 9. Parámetros geométricos del arreglo de tubos elípticos y placa.

Parámetros [m]	
$L$	0.023002
$A$	0.015001
$H$	7.50E-04
$t$	1.00E-04
$P_T$	7.50E-03
$P_L$	0.011501
$2a$	0.009899
$2b$	0.004950
$e$ [1]	0.500000

### 3.2 Dimensiones y regiones del dominio de estudio.

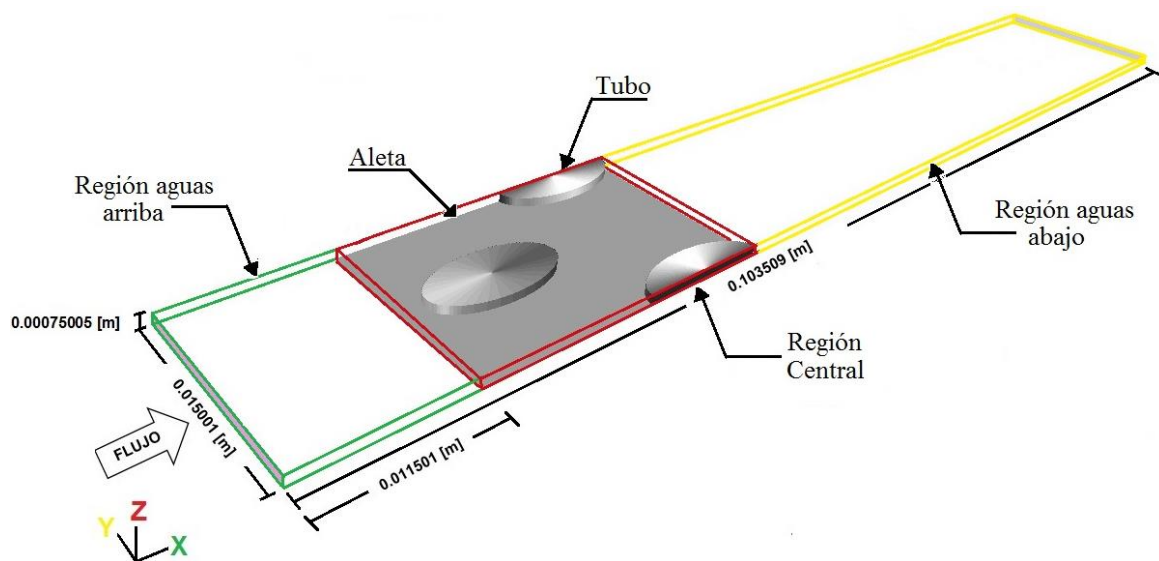


Figura 22. Dimensiones y regiones del dominio numérico de arreglo de tubos y placa (Simo Tala *et al.* [31])

El dominio computacional está compuesto de tres regiones como se muestra en la figura 22. La primera región se denomina como “aguas arriba” y tiene la finalidad de asegurar que el flujo está completamente desarrollado antes de interactuar con la aleta (placa) del arreglo. La segunda región designada como “central” que comprende el conjunto de tubos y placa. La tercera región es nombrada como “aguas abajo” la cual ayuda a evitar las inestabilidades numéricas asociadas a un posible efecto de contraflujo. También, en la figura 22 se muestran las dimensiones finales del dominio computacional.

### 3.3 Condiciones de frontera del dominio en estudio.

Como se citó en párrafos anteriores, por el exterior de arreglo se hace pasar un flujo de aire. Las condiciones de entrada y salida de dicho flujo son mostrados en la tabla 9 y en la figura 22. Es importante mencionar que las condiciones de conjugado de calor y no deslizamiento son aplicadas sobre los elementos sólidos (tubos y aleta). En las fronteras laterales y planos de simetría se aplican condiciones periódicas y simétricas, respectivamente.

Tabla 10. Propiedades del fluido de trabajo y condiciones de frontera

Aire				Líquido refrigerante			
Propiedades		Condiciones de entrada		Condiciones de salida		Condiciones en el interior (LMTD)	
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1.2166	$w$ (m/s)	4.70	$P_0$ (kPa)	101	$t_1$ (K)	310
$\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	$1.49E^{-05}$	$T_0$ (K)	290			$t_2$ (K)	310
$C_p$ (J/kg · K)	1007	$Re_d$ (-)	2100			$t_3$ (K)	310
$k$ (W/mK)	$2.58E^{-02}$	Pr (1)	0.73174				
$\mu$ (kg/ms)	$1.81E-05$	$I_0$ (%)	3				
$\alpha$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$2.04E-05$						

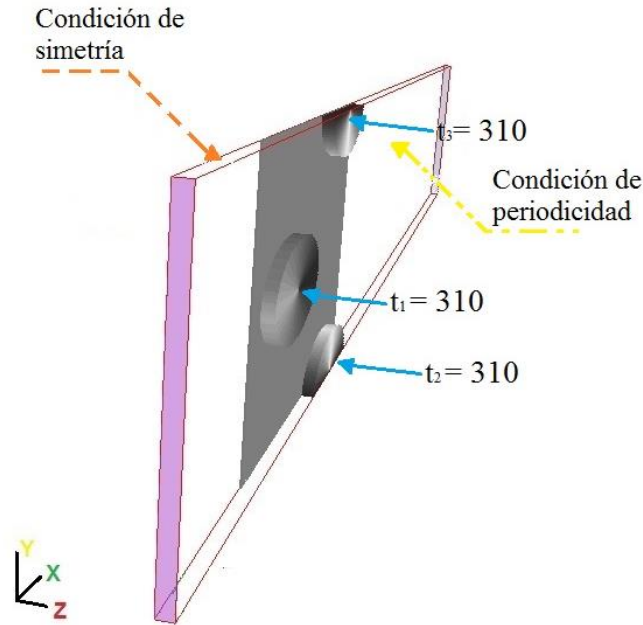


Figura 23. Condiciones de Frontera del dominio numérico (Simo Tala *et al.* [31])

### 3.4 Modelado numérico.

Debido a que los fenómenos de transferencia de calor y de caída de presión son más representativos en la fase gaseosa, el modelado numérico es aplicado en los alrededores de los tubos y la placa que están hechos de aluminio con una conductividad de 177 (W/mK). El fluido de trabajo es considerado incompresible, en estado estacionario, régimen transicional y en tres dimensiones. El dominio numérico es discretizado empleando el método de volúmenes finitos y para representar la complejidad de la geometría, se implementa una malla cartesiana decalada y el método cut-cell [37]. Para mayores detalles experimentales y numéricos sobre el dominio véase Simo Tala *et al.* [31].

#### 3.4.1 Ecuaciones de gobierno.

Con el objetivo de caracterizar al flujo sobre el dominio de estudio, es necesario resolver las ecuaciones de gobierno de la mecánica de fluidos para flujo incompresible mencionadas en el capítulo anterior. Así también para este caso, se incluye la resolución de una ecuación de transporte para la entropía, la cual es expresada de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\bar{\rho} \frac{\partial(\bar{u}_j \bar{s} + u'_{j s'})}{\partial x_j}}_{(i)} + \underbrace{\frac{\partial(\bar{q}_j \frac{1}{\bar{T}} + q'_j \frac{1}{\bar{T}'})}{\partial x_j}}_{(ii)} = \underbrace{-\frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right]}_{(iii)} + \underbrace{\frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial T'}{\partial x_i} \right)^2 \right]}_{(iii)} \\
& + \underbrace{\frac{1}{2} \mu \left\{ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} + \frac{\mu}{\bar{T}} \left\{ \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\}}_{(iv)} \quad (22)
\end{aligned}$$

La ecuación (22) es la forma diferencial para el transporte de entropía del sistema en flujo incompresible donde los términos (i) e (ii) a la izquierda de la igualdad describen los fenómenos convectivo y difusivo respectivamente; en tanto, a los términos de la derecha (iii) e (iv) se les denomina términos fuente y describen la generación de entropía asociada a los fenómenos térmicos y viscosos, correspondientemente.

A pesar de que el flujo está en régimen de transición, se puede observar que en cada término la propiedad bajo estudio es representado en su parte media y fluctuante acorde al planteamiento de Simo Tala *et al.* [31] y a lo descrito en el trabajo de Kritikos *et al.* [52], quien ha indicado que en el modelado numérico conviene contemplar el efecto de la turbulencia debido a que el régimen de flujo en transición es mejor representado a diferencia de un modelado laminar.

En referencia con la presencia de la turbulencia en nuestro estudio, en reportes previos al presente trabajo, los modelos de la metodología RANS más acordes al fenómeno tratado fueron analizados, y finalmente el modelo  $\kappa - \omega$  *low Reynolds* fue el que mostró una aproximación del 96.59% respecto al estudio base [31]. Este modelo es una variante del desarrollado por Wilcox [41], (definido en el capítulo 2) y es recomendado por su capacidad de reproducir apropiadamente la turbulencia cerca de las paredes y por su viabilidad en régimen de flujo transicional.

Ahora bien, con el fin de resolver la ecuación (22), es necesario modelar los términos convectivo y difusivo (i) e (ii) considerando al fluido como gas ideal y aplicando la hipótesis de Boussinesq a la parte del término convectivo  $u'_j s'$  implicando lo siguiente  $u'_j s' \approx \frac{c_v}{T} u'_j T'$  donde  $u'_j T' \approx \frac{k_t}{\rho c_p} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right)$ , y finalmente tal término queda:

$$\bar{\rho} \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{s} + u'_j s')}{\partial x_j} = \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}_j \bar{s}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C_v \mu_t}{\bar{T} Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) . \quad (23)$$

En forma similar para el término difusivo (iii), empleando la ley de Fourier  $(q = \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i})$ , reescribiéndose como  $\frac{\partial (\bar{q}_j \frac{1}{\bar{T}} + q'_j \frac{1}{\bar{T}'})}{\partial x_j} = k \frac{\partial}{\partial x_j} \ln \left( \bar{T} + \frac{T'}{\bar{T}} \right)$  y asumiendo que la parte fluctuante de la temperatura es más pequeña en comparación con la parte media (small thermal turbulence assumption model (modelo STTAs)), entonces  $k \frac{\partial}{\partial x_j} \ln \left( \bar{T} + \frac{T'}{\bar{T}} \right) = k \frac{\partial}{\partial x_j} \ln \bar{T} = k \frac{\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}}{\bar{T}}$ , y en definitiva dicho término queda :

$$\frac{\partial \left( \bar{q}_j \frac{1}{\bar{T}} + q'_j \frac{1}{\bar{T}'} \right)}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{k}{\bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) . \quad (24)$$

Por tanto, sustituyendo las ecuaciones (23) y (24) en (22) y agrupando un término de la parte convectiva con la parte difusiva, la ecuación de transporte se expresa como:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{s}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C_v \mu_t}{\bar{T} Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \frac{k}{\bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) \\ = - \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial T'}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \mu \left\{ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} \\ + \frac{\mu}{\bar{T}} \left\{ \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} . \end{aligned} \quad (25)$$

Ahora, aplicando la expresión  $\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\bar{T}}{c_v} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j}$  en el segundo término a la izquierda de la igualdad de la ecuación (25) y reorganizando, ésta queda:

$$\begin{aligned}
\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{s}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{Pr_t} + \frac{k}{C_v} \right) \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} \\
= -\frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial T'}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \mu \left\{ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} \\
+ \frac{\mu}{\bar{T}} \left\{ \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} . \quad (26)
\end{aligned}$$

En el caso de los términos de la derecha de la igualdad en la ecuación (26), éstos representan la generación de entropía por efecto térmico y viscoso respectivamente. Como se observó en el capítulo 2 sección 4.1, se expresan dependiendo del modelo de turbulencia elegido, por lo que a continuación se expresará la ecuación de transporte de entropía para el modelo  $\kappa - \omega$  *Low Reynolds* :

$$\begin{aligned}
\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_j \bar{s} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu_t}{Pr_t} + \frac{k}{C_v} \right) \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} \right] \\
= \frac{k}{\bar{T}^2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{k \nu_t}{\alpha Pr_t \bar{T}^2} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2} \mu \left\{ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\} + \frac{\rho C \kappa \bar{\omega}}{\bar{T}} . \quad (27)
\end{aligned}$$

### 3.4.2 Mallado e implementación numérica.

Con la finalidad de resolver las ecuaciones de transporte para la masa, la cantidad de movimiento, la energía y la entropía, el dominio fue discretizado aplicando volúmenes finitos y una malla decaída no uniforme. Al igual que en el caso presentado en el capítulo 2, la herramienta computacional utilizada es el código CDF PHOENICS [43] aplicando el algoritmo SIMPLE [44-46] para la presión, así como el empleo del esquema Van Leer o MUSCL [47] para obtener mejores predicciones de la parte hidrodinámica, térmica y del transporte de entropía en el flujo.

Tabla 11. Estudio de independencia de malla en el dominio usando el modelo  $\kappa - \omega$  *Low Reynolds*.

Datos			Desviación	
Malla	No. Celdas	$\dot{s}_g \left( \frac{W}{mK} \right)$	Malla vs Malla	$\dot{s}_g (\%)$
I	3 041 940	2.105E-03	1 vs 2	66.55
II	6 090 000	3.506E-03	2 vs 3	1.37
III	6 754 920	3.554E-03		

El estudio del flujo en intercambiadores es complejo y puede presentar fuertes variaciones en las zonas cercanas a las paredes de la aleta y de los tubos debido al desarrollo de la capa límite, por ello una malla de 6 754 920 de celdas es usada sobre el dominio computacional con el propósito de describir el comportamiento del flujo en las regiones próximas a los sólidos. Éste mallado es justificado por medio de un estudio de independencia de malla basado en las diferencias de generación total de entropía  $\dot{s}_g$ .

Consecuentemente, se probaron mallas con 3 041 940, 6 090 000, 6 754 920 de celdas y como se puede observar en la tabla 11 que los porcentajes de error del valor de  $\dot{s}_g$  entre malla 1 vs 2 y malla 2 vs 3 se redujeron de manera significativa de 66.55% a 1.37% respectivamente. Lo anterior nos permite asegurar que los resultados obtenidos no están ligados al efecto de la malla sobre el dominio y por tanto la malla más fina es usada para los cálculos finales.

Los valores desplegados en la tabla 11 provienen del modelo  $\kappa - \omega$  *Low Reynolds*, el cual en reportes previos mostró la mejor aproximación (muy mínima desviación) a los valores de entropía generada térmica y viscosa reportada en [31].

### 3.5 Análisis de resultados de transporte de entropía y su generación

En esta sección, la primera parte trata sobre la verificación del modelo numérico propuesto en este estudio por medio de un análisis comparativo entre valores de generación de entropía total  $\dot{s}_g$  (térmica y viscosa) obtenidos vía numérica para el modelo  $\kappa - \omega$  *Low Reynolds*, y los datos reportados en [31].



---

El empleo de esta metodología de estudio es, por un lado, debido a que no existen estudios que reporten de manera experimental el comportamiento de la entropía y su generación; y por el otro, es que en Simo Tala *et al.* [31] se muestra gráficas, perfiles y valores numéricos sobre la generación de entropía asociada a los fenómenos térmico y viscoso.

Posteriormente, los resultados obtenidos por el modelo numérico desarrollado se presentarán en forma gráfica, por medio de valores y contornos, y finalmente se analizará el comportamiento de la entropía y su transporte a lo largo del dominio en estudio. Cabe reiterar que los valores del análisis numérico y la información descrita en éste son calculados en la zona central del dominio y en la dirección principal del flujo.

### 3.5.1 Verificación del modelo numérico.

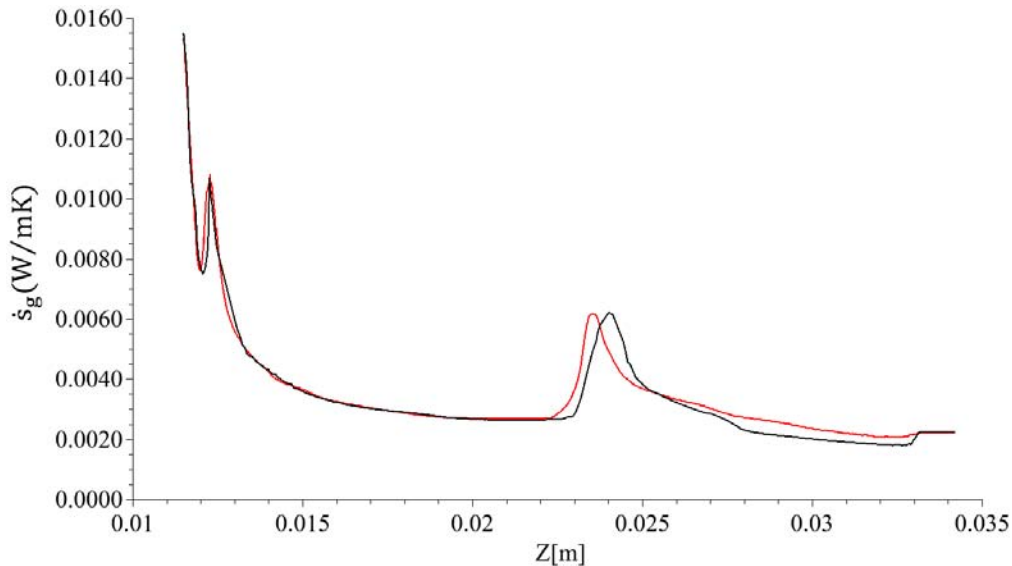


Figura 24. Entropía Generada Total  $\dot{s}_g$  en la dirección principal del flujo, donde (—) indica los valores reportados en [31] y (—) los obtenidos en el presente estudio

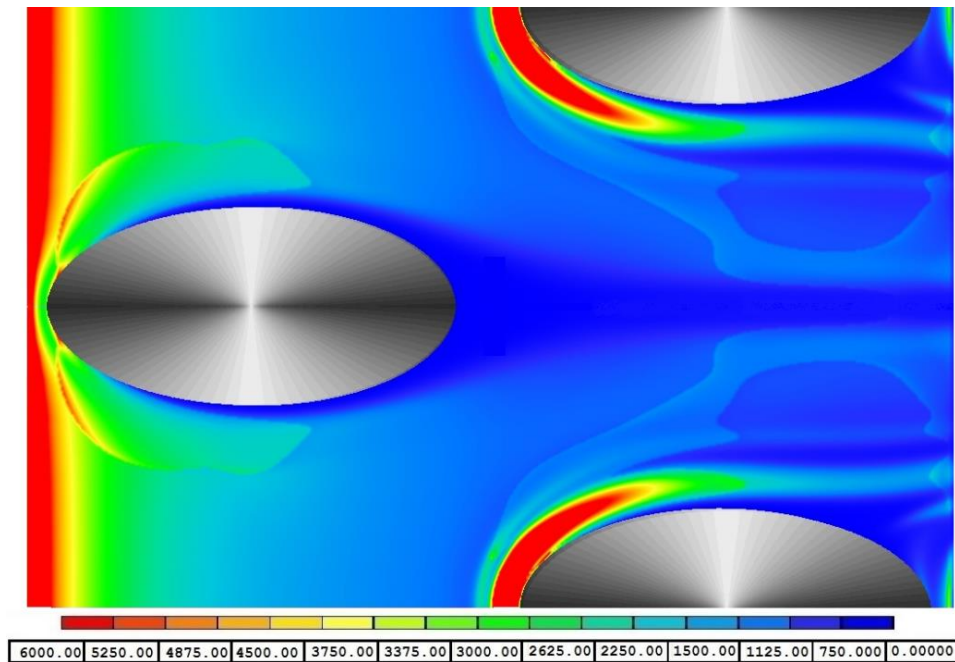
La figura 24 se muestra el perfil de distribuciones de la generación de entropía total  $\dot{s}_g$ , la calculada usando los datos presentados por [31] y la obtenida a través de este estudio numérico. Se puede observar que ambas muestran un comportamiento muy análogo y esperado, pues el efecto térmico en la generación de entropía es el que domina debido a que es por lo menos entre uno y hasta dos órdenes de magnitud que la asociada al efecto viscoso. En la parte inferior de la figura 24 se indican el color que corresponde a cada caso, respectivamente.

Tabla 12. Comparación entre datos publicados en [31] y los obtenidos empleando el modelo numérico para el arreglo de placa y tubos elípticos.

Caso	Parámetro	
	Datos (W/mK)	Desviación (%)
$\kappa$ - $\omega$ Low Re Simo Tala <i>et al.</i> [31]	$\dot{S}_g$	$\dot{S}_g$
	$3.6796 E^{-03}$	3.4060
	$3.5584 E^{-03}$	-

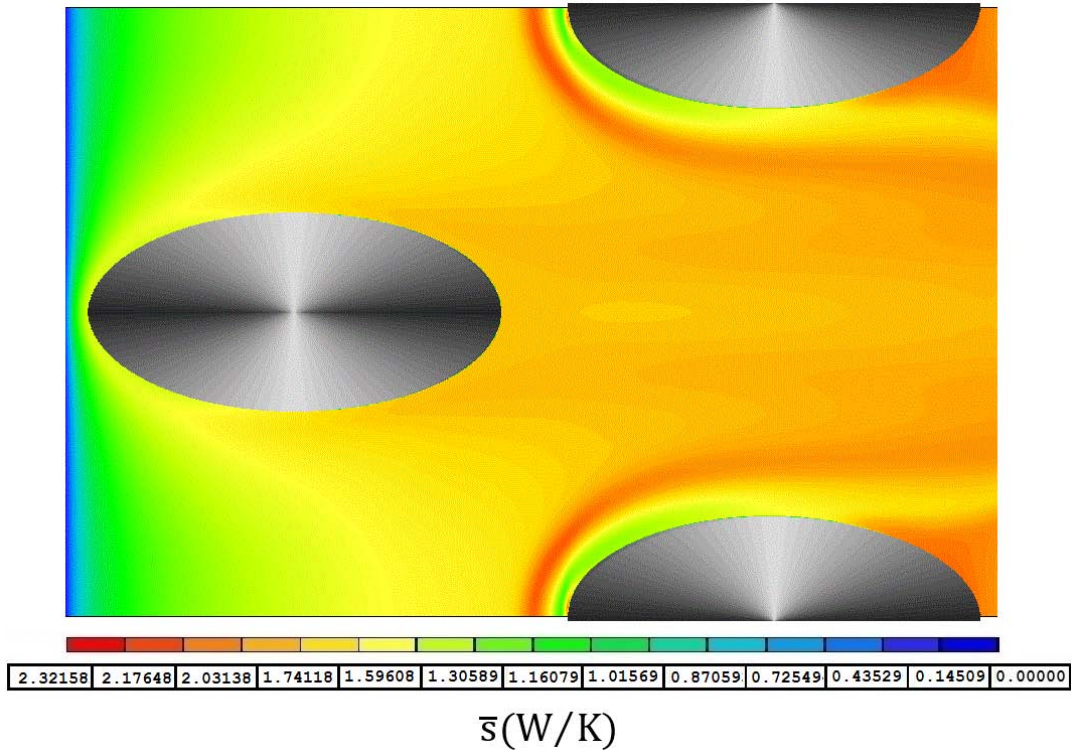
Acorde con lo mostrado en la figura 24, la tabla 12 exhibe los valores totales de generación para ambos estudios. Se puede observar que el porcentaje de desviación para el valor de  $\dot{S}_g$  entre dichos casos es cercano al 3.41%, el cual está dentro del rango de desviación tolerado para trabajos numéricos. Por consiguiente, se verifica que el modelo desarrollado para el cálculo de la generación de entropía es capaz de representar el fenómeno de manera consistente y con un alto grado de aproximación a lo expuesto por Simo Tala *et al.* [31].

### 3.5.2 Generación total de entropía y el transporte de entropía.



$\dot{S}_g$ (W/mK)

(a)



(b)

Figura 25. Perfiles de Entropía Generada: (a) Perfil de Entropía Generada Total para el modelo  $k - \omega$  *LowReynolds* (b) Perfil de Transporte de Entropía.

En las figuras 25 (a) y (b) se presentan los perfiles de generación entropía total ( $\dot{s}_g$ ) y de transporte de la entropía ( $\bar{s}$ ) obtenidos por medio del modelo  $k - \omega$  *Low Reynolds*. Por un lado, examinando la figura 25 (a) se puede percibir que en las regiones frontal de la aleta y frontal-lateral de los tubos son donde primordialmente existen mayor generación de entropía térmica total debido a la presencia preferencial de altos valores en los gradientes de temperatura en esas zonas. Así también, se puede distinguir que los máximos valores de  $\dot{s}_g$  se presentan en el borde de ataque de la aleta y en el frente de la segunda línea de tubos. De hecho, lo descrito en párrafos anteriores y lo mostrado en la figura 25 (a) sobre la generación de entropía exhibe una amplia similitud tanto en valores y ubicación como en su morfología con lo ya definido en el estudio base [31].

Por otro lado, la entropía, como toda propiedad, tiende a transportarse a través de un balance de fenómenos difusivos y convectivos, los cuales están asociados al aumento y disminución de esta propiedad en algunas zonas, así como a la presencia de entropía generada, la cual está relacionada con las irreversibilidades térmicas y viscosas en los fenómenos de transferencia de calor y de caída de presión. Por ello, analizando la figura 25 (b) se distingue que el transporte de  $\bar{s}$  se presenta a lo largo de todo el dominio primordialmente en la misma zona donde se produce  $\dot{s}_g$ , la cual corresponde a la zona de bandas de flujo que se forma en entre

las líneas de tubos del arreglo, mientras que en las zonas de estancamiento y de estela se tiende a acumular dicha propiedad.

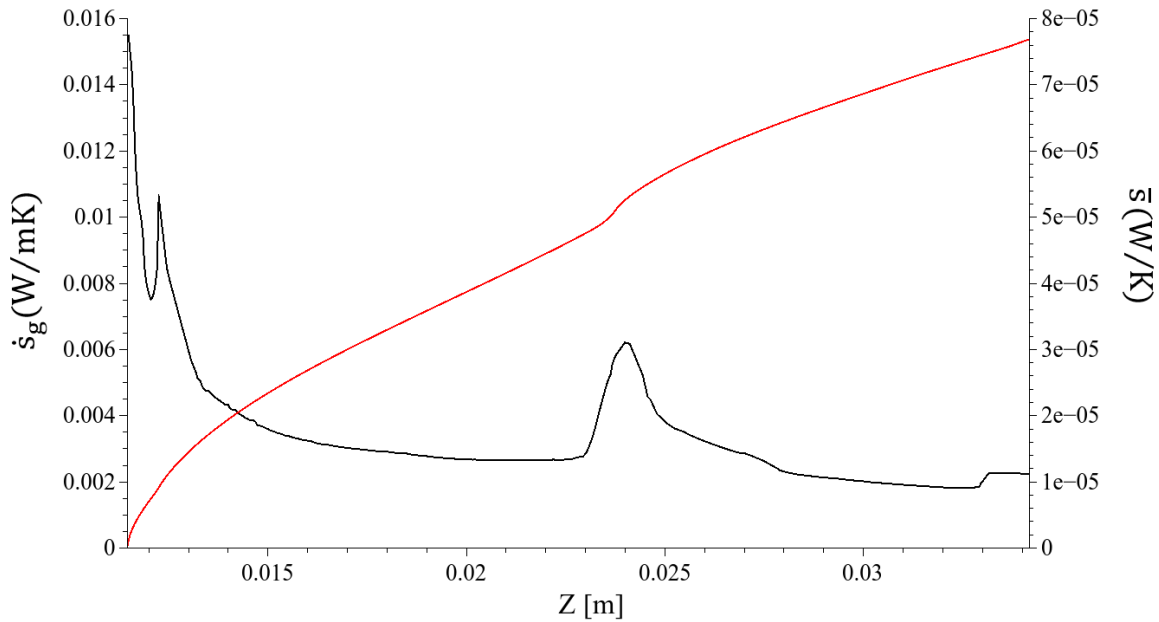


Figura 26. Comportamiento de la producción de entropía total (—) y su transporte (—)

Acorde con lo explicado en los párrafos anteriores, la figura 26 muestra el comportamiento del transporte de entropía y su producción a lo largo del dominio de estudio en  $(W/K)$  y  $(W/mK)$ , respectivamente. En forma general, la línea  $\dot{s}_g$  presenta una tendencia decreciente en la dirección del flujo sobre el dominio de análisis, presentando puntos máximos de producción en el borde de ataque de la aleta, así como en las partes frontales de cada línea de tubos lo cual es coherente con las mismas regiones que se muestran en los contornos de la figura 25(a). En tanto, la línea  $\bar{s}$  muestra un sentido creciente a lo largo del arreglo de tubos, donde el punto de inicio del transporte de propiedad se origina en la parte delantera de la placa y conforme el flujo avanza dicho transporte de la propiedad tiende a incrementarse, teniendo un repunte cuando el fluido interactúa con la segunda línea de tubos continuando su aumento progresivamente. De hecho, el comportamiento de la línea  $\bar{s}$  es compatible con los perfiles de transporte locales mostrados en la figura 25(b). Finalmente, las localizaciones de los máximos en  $\dot{s}_g$  son las mismas para los puntos de inicio y repunte de  $\bar{s}$ , lo cual implica la intrínseca relación entre la generación y el transporte de entropía.

---

---

# CAPÍTULO 4

## Conclusiones.

En este último capítulo se presentarán las conclusiones derivadas de los análisis realizados en previos capítulos con respecto a la generación de entropía y su transporte sobre los casos estudiados.

En lo referente al análisis comparativo de generación de entropía total ( $\dot{s}_g$ ) en un flujo turbulento sobre un banco de tubos aletados con dos geometrías distintas y sobre la configuración de placa y tubos elípticos, en general, se observó una tendencia decreciente en la generación de entropía térmica ( $\dot{s}_t$ ), mientras que la parte viscosa ( $\dot{s}_v$ ) mostró un comportamiento en aumento, aunque no en la misma proporción debido a que la parte térmica es por lo menos un orden de magnitud más grande que la producción de entropía asociada a efecto viscoso.

Con respecto a los valores medios y fluctuantes pertenecientes a generación de entropía total, para el caso de configuración aletada helicoidal, se percibió que en la geometría llana la parte térmica de la entropía generada estuvo constituida por alrededor de un 56% asociado a su parte media ( $\bar{\dot{s}}_t$ ) y un 42% ligado a su parte turbulenta ( $\dot{s}'_t$ ), mientras que en la geometría segmentada estuvo compuesta por cerca de un 38% con respecto a su valor medio ( $\bar{\dot{s}}_t$ ) y un 45% en base a su parte turbulenta ( $\dot{s}'_t$ ).

Consecuentemente, para el aletado llano los valores medios y turbulentos sobre la parte viscosa de la entropía generada influyeron aproximadamente un 0.47% para su parte media ( $\bar{\dot{s}}_v$ ) y un 0.85% para su parte turbulenta ( $\dot{s}'_v$ ), en tanto que para la aleta segmentada los porcentajes de  $\bar{\dot{s}}_v$  y  $\dot{s}'_v$  fueron de 0.41% y 0.94%. Lo anterior muestra que la presencia de entropía generada turbulenta fue ligeramente más intensa en la configuración segmentada, en cambio los efectos de la producción de entropía media dominaron en la configuración llana. Esto último está asociado con la distribución del calor y con las estructuras del flujo.

---

---

En relación a la cantidad total de  $\dot{s}_g$ , el arreglo de geometría llana exhibió un valor mayor de entropía térmica que el arreglo segmentado (16.08%) y la entropía viscosa en la configuración segmentada fue ligeramente más alta que en el segmentado (0.03%). Esto implicó que  $\dot{s}_t$  contribuyó más la producción de entropía total para ambas configuraciones y que tales variaciones en las partes medias y turbulentas fueron resultado de las diferencias geométricas entre aletados.

Por otra parte, el punto máximo de la producción de entropía local sobre todo el dominio de estudio fue ubicado en la segunda columna de tubos en ambas configuraciones de tubos aletados helicoidales. En tanto que para el caso del arreglo placa y tubos elípticos, el valor más alto de  $\dot{s}_g$  se situó en la arista frontal de la aleta debido a la agudeza de su geometría, por ello, ambas localizaciones podrían ser un área de oportunidad para estos tipos de dispositivos térmicos.

Considerando las mejoras en el rendimiento de equipos térmicos con configuración aletada helicoidal, una reducción de casi 6% en el área de contacto (geometría segmentada) causó una reducción total 16.08% en  $\dot{s}_g$ , mientras que la diferencia en el calor total transferido ( $\dot{Q}_{tot}$ ) para ambos tipos de tubos aletados fue de alrededor del 1% y el coeficiente de transferencia de calor se incrementó cerca de un 4.5% para el banco de tubos aletados segmentados, causando un aumento en el número de Nusselt. Todo esto representa una ventaja real debido a que el número de generación de entropía de aumento ( $N_{S,a}$ ) es menor que 1 (Bejan [28]) y con ello se confirma la suposición de Kawaguchi *et al.* [12,13] acerca de que un mayor área de contacto disminuye el coeficiente convectivo y viceversa.

El hecho de que el aletado llano haya mostrado más  $\dot{s}_g$  que el segmentado fue porque su principal mecanismo de transferencia de calor es por efecto difusivo lo cual incrementa la entropía. Esto es debido a que su geometría genera amplias zonas de estancamiento en donde el flujo pasa demasiado lento, incrementa el tiempo de residencia sobre las paredes e interactúa con otras capas de fluido que están a una mayor temperatura (Sciubba, *et al.* [23]).

En contraste, el aletado segmentado disminuyó la generación de entropía a causa de que el efecto convectivo es su principal mecanismo de transferencia de calor. Su geometría intensifica la turbulencia causando que el fluido se mueva más rápido entre las aletas, distribuyendo el calor de manera más uniforme y reduciendo el tiempo de residencia del flujo en las zonas de estancamiento las cuales son mucho menores en tamaño comparándolas con las pertenecientes a la geometría llana.

---

Acorde con lo mencionado en el anterior párrafo, la presencia en el flujo de zonas de estancamiento y de grandes estructuras vorticales tridimensionales (Pis'mennyi *et al.* [48,49]) desarrolladas alrededor de la unión entre el tubo y la aleta, tuvo una influencia sobre la distribución de entropía generada sobre ambos arreglos de tubos aletados helicoidales, debido a que en el mismo sitio donde éstas se hallaron, también se localizaron los más altos valores de  $\dot{s}_g$  en el fluido. Tales estructuras vorticales tridimensionales están compuestas de vórtices trenzados y de flujos separados secundarios. De hecho, en el espaciamiento entre aletas de la geometría llana la capa límite térmica creció demasiado lento y un número reducido de flujos secundarios de gran tamaño se formaron lo que provoca un retraso en la transferencia de calor entre aletas, acrecentando la generación de entropía en el sistema.

De manera opuesta, en los tubos aletado segmentados, el crecimiento de la capa límite térmica se dio de forma rápida en el claro entre aletas a causa de la segmentación, lo cual genera una mayor cantidad de flujos secundarios que mejoran el transporte de calor a lo largo del aletado y reduce la generación de entropía.

Por otro lado, al igual que en los casos de aletados helicoidales, en la configuración de placa y tubos elípticos se formaron similares estructuras vorticales trenzadas tridimensionales principalmente el borde de la placa y en los alrededores de los tubos (véase Simo Tala *et al.* [31]), causando zonas de estancamiento en la parte frontal de cada tubo donde el flujo tiende detenerse, lo que provoca el aumento de generación de entropía en dichas localizaciones.

Finalmente, en lo que respecta al transporte de entropía, en las figuras 25 y 26, se puede percibir, de forma general, que la propiedad  $\dot{s}$  se distribuye y aumenta conforme el flujo avanza a lo largo de la configuración de placa y tubos elípticos. Así también, el transporte de ésta es causa de las estructuras vorticales y los flujos secundarios que van formando una zona de flujo en forma de bandas entre los tubos. De hecho, la curva de transporte de entropía crece debido a que en ella está incluida la generación de entropía y como se distingue en los contornos del transporte de  $\dot{s}$ , ésta tiende a acumularse cerca de la placa y en la zona de estela de cada tubo. Lo anterior, es muestra de la estrecha conexión que existe entre  $\dot{s}_g$  y  $\dot{s}$ .

Acerca de las mejoras en el diseño de esta clase de equipos térmicos, varios investigadores han propuesto modificaciones geométricas y variaciones en los principales parámetros de diseño con el fin de intensificar la transferencia de calor.

---

En el caso de configuraciones de tubos aletados helicoidales, lo han realizado sin considerar un análisis de segunda ley, por ejemplo en el caso de un aletado segmentado Lemouedda *et al.* [51] recomendaron incrementar el número de segmentaciones en la aleta helicoidal y darles un ligero torcimiento para mejorar la transferencia de calor, pero sin un análisis de entropía en el que se pueda evaluar el número de generación de entropía de aumento ( $N_{S,a}$ ) (Bejan [28]) con lo que se lograría medir si estas modificaciones causaron una verdadera mejora.

Por otro lado, en el caso de la configuración intercambiadores de placa y tubos, pocos estudios acerca de mejoras bajo un estudio de generación de entropía han sido llevados a cabo, algunos como, por ejemplo, Herpe *et al.* [52] han propuesto modificaciones sobre la placa, como generadores de vórtices en forma de ala delta cerca de las partes frontal lateral de los tubos con el objetivo aumentar la eficiencia de la alta, sin considerar flujos turbulentos.

Por tanto, en esta investigación se recomienda continuar con un exhaustivo estudio de segunda ley de los principales parámetros de diseño para saber cuál de éstos o un conjunto de ellos podría minimizar la generación de entropía con el objetivo de aumentar el desempeño del dispositivo térmico. Por ahora, en el caso de tubos aletados segmentados helicoidales, se propone extender el vértice de la segmentación tan cerca como sea posible de la pared del tubo, porque esto podría ayudar a reducir la producción de entropía. En tanto para el caso de la configuración de placa y tubos se propone llevar a cabo modificaciones, similares a las de Herpe *et al.* [52], sobre la placa y en los alrededores de los tubos elípticos sobre flujos turbulentos y evaluar si tales modificaciones generan una verdadera mejora en el dispositivo térmico.



---

---

# Bibliografía

- [1] J.-Y. San, Energy, 2010, *Second law performance of heat exchangers for waste heat recovery*, Vol. 35, issue 5, pp. 1936-1945.
- [2] I. Kotocioglu, A. Cansiz, Journal of Heat Transfer, ASME, 2011, *Heat Transfer Properties and Energy-Exergy Efficiency in a finned Cross-Flow Heat Recovery Unit*, Vol. 133, issue 4, pp. 044503-1 - 4.
- [3] R.K. Shah., D. P. Sekulić. *Fundamentals of Heat Exchangers Design*, Heat Exchanger Surface Geometrical Characteristics, Wiley, 2003, Chapter 9.
- [4] V. Ganapathy, *Industrial Boilers and Heat Recovery Stream Generators: Design, Applications and Calculations*, Heat Recovery Boilers, Marcel Dekker, 2003, Chapter 2.
- [5] W.M Kays., A.L London. *Compact Heat Exchanger*, Heat Exchangers, Mc Graw-Hill, 1984, Chapter 8.
- [6] R. Hoffman, F. Frasz, K. Ponweiser. *Performance Evaluation of Solid and Serrated Finned-Tube Bundle with Different Fin Geometry in forced convection*, in: Fifth European Thermal-sciences Conference, Netherlands, 2008.
- [7] R. Hoffman, K. Ponweiser. Experimental and Numerical Investigations of Serrated Finned-tubes in Cross-flow,  
[www.zid.tuwien.ac.at/fileadmin/files\\_zid/projekte/2008/08-302-2.pdf](http://www.zid.tuwien.ac.at/fileadmin/files_zid/projekte/2008/08-302-2.pdf) (2008).
- [8] C. Weierman, Oil and Gas Journal, 1976, *Correlations Ease the Selection of Finned Tubes*, Vol. 74, pp. 94-100.
- [9] D.R. Reid and J. Taborek, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, ASME, 1994, *Selection Criteria for plain and segmented finned tube for heat recovery systems*, Vol.116, issue2, pp. 406-410.
- [10] A. Nir. Heat Transfer Engineering, 1991, *Heat Transfer and Friction Factor Correlation for Crossflow over Staggered Finned Tube Banks*, Vol.12, issue 1, pp. 43-58.
- [11] F. Papa, Local velocities and heat transfer coefficients over fintubes. Master Thesis, University of Alabama in Hunstville, 1997.
- [12] K. Kawaguchi, K. Okui, T. Kashi, Heat Transfer-Asian Research, 2004, *The Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Finned Tube Banks in Forced Convection, (Comparison of Pressure Drop of Serrated and Spiral Fins)*, Vol. 33, issue 7, pp. 431-444 .

- 
- 
- [13] K. Kawaguchi, K. Okui, T. Kashi, Journal of Enhanced Heat Transfer, 2005, *Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Finned Tube Banks in Forced Convection, (Comparison of Heat Transfer and Pressure Drop of Serrated and Spiral Fins)*, Vol.12, issue 1. pp. 1-20.
- [14] K. Kawaguchi, K. Okui, T. Kashi, Heat Transfer-Asian Research, 2006, *The Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Finned Tube Banks in Forced Convection, (Effects of Fin Height on Heat Transfer Characteristics)*, Vol. 35, issue 3, pp. 194-208.
- [15] K. Kawaguchi, K. Okui, T. Kashi, Heat Transfer-Asian Research, 2006, *The Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Finned Tube Banks in Forced Convection, (Effects of Fin Height on Pressure Drop Characteristics)*, Vol. 35, issue 3, pp. 179-193.
- [16] E. Martínez, W. Vicente, G. Soto, M. Salinas, Applied Thermal Engineering, 2009, *Single-Phase experimental analysis of heat transfer in helically finned heat exchangers*, Vol. 29, issue 11-12, pp. 2205-2210.
- [17] E. Martínez, W. Vicente, G. Soto, M. Salinas. Applied Thermal Engineering, 2010, *Comparative Analysis of Heat Transfer and Pressure Drop in Helically Segmented Finned Tube Heat Exchangers*, Vol. 30, issue 11-12, pp. 1470-1476.
- [18] V. Gnielinski, International Chemical Engineering, 1976, *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow*, Vol. 16, pp. 359-368.
- [19] D.P., Sekulic, Journal of Heat Transfer, 1990, *The Second Law Quality of Energy Transformation in a Heat Exchanger*, Vol. 112, Issue 2, pp. 295-300.
- [20] D.P., Sekulic, Heat Transfer Engineering, 1986, *Entropy Generation in a Heat Exchanger*, Vol. 7, issue 1-2, pp. 83-88.
- [21] G.F. Naterer, and J.A. Camberos, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2003, *Entropy and the Second Law Fluid Flow and Heat Transfer Simulation*, Vol. 17, issue 3, pp. 360-371.
- [22] J.E. Hesselgreaves, *Compact Heat Exchangers*, Heat exchangers as a part of a system: exergetic (second law) analysis Elsevier Science, 2001, Chapter 3, pp. 83-120.
- [23] E.Sciubba, Revue Générale de Thermique, 1996, *A minimum entropy generation procedure for the discrete pseudo-optimization of finned tube heat exchangers*, Vol. 35, issue 416, pp. 517-525.

- 
- 
- [24] P. Benedetti and E. Sciubba, AES – ASME,1993, *Numerical Calculation of the Local Rate of Entropy Generation in the Flow Around a Heated Finned-Tube*, Vol 30, pp.81-91.
- [25] S.Z. Shuja, B.S. Yilbas, M.O. Budair, I.S. Hussaini, International Journal of Energy Research, 1999, *Entropy Analysis Of A Flow Past A Heat-Generated Bluff Body* ,Vol. 23, issue 13 pp. 1133-1142.
- [26] G. Giangaspero and E. Sciubba, Energy, 2013, *Application of the Entropy Generation Minimization Method to a Solar Heat Exchanger: A pseudo-optimization design process base on the analysis of the local entropy generation maps*, Vol. 58, pp. 58-65.
- [27] D. Poulikakos and J.M. Johnson, Energy, 1989, *Second Law Analysis Heat and Mass Transfer Phenomena in External Flow*, Vol. 14, issue 2, pp. 67-73.
- [28] A. Bejan, *Entropy generation minimization: The method of thermodynamics of finitesize systems and finite-time processes*, Entropy generation in heat transfer, CRC press, 1996, Chapter 4, pp 71-112.
- [29] O.B. Adeyinka, G. F. Naterer, Journal of Fluids Engineering, ASME, 2004, *Modeling of entropy production in turbulent flows*, Vol. 126, issue 6, pp. 893-899.
- [30] F. Kock and H. Herwig, International Journal of Heat and Fluid flow, 2005, *Entropy production calculation for turbulent shear flows and their implementation in cfd codes*, Vol. 26, issue 4, pp. 672-680.
- [31] J.V. Simo Tala, D. Bougeard, S. Russeil, J.-L. Harion, , International Journal of Thermal Sciences, 2012, *Tube pattern effect on thermalhydraulic characteristics in a two rows finned-tube heat exchanger*, Vol. 60, pp. 225-235.
- [32] E. Martínez-Espinosa, W. Vicente, M. Salinas-Vázquez, I. Carvajal-Mariscal, Heat Transfer Engineering, 2016, *Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Small Helically Segmented Finned Tube Bank*. In Press (2016).
- [33] J.Y. Jang and J.Y. Yang, Heat Transfer Engineering, 1998, *Experimental and 3-D numerical analysis of the thermal-hydraulic characteristics of elliptic finned tube heat exchanger*, Vol.19, issue 4, pp. 55-67.
- [34] P. Chu, Y.L. He, L.T. Tian, R. Li, Applied Thermal Engineering, 2009, *Threedimensional numerical study on fin-and-oval-tube heat exchanger with longitudinal vortex generators*, Vol. 29, issue 5-6, pp. 859-876.

- 
- [35] R. Borrajo-Pelaez, J. Ortega-Casanova, J.M. Cejudo López, Applied Thermal Engineering, 2010, *A three-dimensional numerical study and comparison between the air side model and the air/water side model of a plain fin-and-tube heat exchanger*, Vol. 30, issue 13, pp. 1608-1615.
- [36] L. Sun and C. Zhang, , International Journal of Thermal Sciences, 2014, *Evaluation of elliptical finned-tube heat exchanger performance using CFD and response surface methodology*, Vol. 75, pp. 45-53.
- [37] D. M. Ingram, D. M. Causon, C. G. and Mingham, Mathematics and Computers in Simulation, 2003, *Developments in Cartesian Cut Cell Methods*, Vol. 61, issues 3-6, pp. 561–572.
- [38] Yakhot V.and Orszag, S.A., *Renormalization group analysis of turbulence*, Journal of Scientific Computing, Vol.1, p3, 1986.
- [39] Gatski, T.B., Hussaini, M.Y., Lumley, J., *Simulation and Modeling of turbulent flows*, Oxford University Press Inc., 1996.
- [40] Zhang, Y. and Orszag, S.A., *Two-equation RNG Transport Modeling of High Reynolds Number Pipe Flow*, Journal of Scientific Computing, 13(4), 1998.
- [41] Wilcox, D.C., *Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models*, AIAA J., Vol.26, No.11, p1299, 1988.
- [42] W. Rodi, *Experience with two-layer models combining the k-e model with a one equation model near the wall*, Turbulence models, American Institute of Aeronautics and Astronautics press-91-0216, 1991.
- [43] PHOENICS User's guide. Version 6.1.7601, CHAM, Ltd, 2009.
- [44] S.V. Patankar and D.B. Spalding, International Journal Mass Transfer, 1972, *A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-dimensional Parabolic Flows*, Vol.15, issue 10, pp.1787-1806.
- [45] J.P. Van Doormaal and G.D. Raithby, Numerical Heat Transfer, 2007, *Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows*, Vol. 7, issue 2, pp. 147-163.

- 
- 
- [46] S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Finishing touches, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Science, Hemisphere Publishing Corporation, 1980, Chapter 7, pp. 139-150.
- [47] B. Van Leer, *Journal of Computational Physics*, 1979, *Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov's Method*, Vol. 32, issue 2, pp. 101-136.
- [48] E.N. Pis'mennyi, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1984, *Study of flow on the surface of fins on cross-finned tubes*, Vol. 74, issue 1, pp. 761-765.
- [49] E.N. Pis'mennyi, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, *An asymptotic approach to generalizing the experimental data on convective heat transfer of tube bundles in crossflow*, Vol. 54, issue 19-20, pp. 4235-4246.
- [50] K. Kritikos, C. Albanakis, D. Missirlis, Z. Valhostergios, A. Goulas, P. Storm, *Applied Thermal Engineering*, 2010, *Investigation of the thermal efficiency of a staggered elliptic-tube heat exchanger for aeroengine applications*, Vol. 30, pp. 134-142.
- [51] A. Lemouedda, A. Schmid, E. Franz, M. Breuer, A. Delgado, *Applied Thermal Engineering*, 2011, *Numerical Investigations for the Optimization of Serrated Finned-Tube Heat Exchangers*, Vol. 31, issue, 8-9, pp.1393-1401.
- [52] J. Herpe, D. Bougeard, S. Russeil, M. Stanciu, *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, *Numerical investigation of local entropy production rate of a finned oval tube with vortex generators*, Vol.48, issue 5, pp.922-935.